1.E.1:3.A *Nuclear Physics* **A189** (1972) 609—631; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

ÉTUDE PAR RADIOACTIVITÉ DES NIVEAUX D'UN NOYAU DE 89 NEUTRONS: ^{155}Dy

J. P. TORRES †, P. PARIS et D. LECOUTURIER
Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, B.P. 1, 91 - Orsay, France

P. KILCHER
Institut de Physique Nucléaire, B.P. 1, 91 - Orsay, France

Reçu le 6 mars 1972
(Revisé le 18 avril 1972)

Abstract: The decay of ^{155}Ho to ^{155}Dy($T_{\frac{1}{2}}$ = 48 min) was investigated by means of Ge(Li) and Si(Li) detectors and a β-spectrograph having a homogeneous field. With the help of a multi-dimensional coincidence device, we propose a scheme with 21 levels explained in terms of single-particle Nilsson-model and vibrational levels. To describe the sequence of the levels an important Coriolis coupling has to be introduced. The configurations involved and their band-head energies are for negative-party levels: $\frac{3}{2}^-$[521] (0 keV), $\frac{5}{2}^-$[523] (136.3 keV), $\frac{3}{2}^-$[532] (202.4 keV), and for positive-parity levels: $\frac{3}{2}^+$[651] (240.3 keV), $\frac{1}{2}^+$[660] (320.0 keV), $\frac{5}{2}^+$[642] (408.5 keV).

E RADIOACTIVITY ^{155}Ho [from natural Dy(p, 6–10n)Ho], measured E_γ, I_γ, $I_{c.e.}$, E_β, γ-γ coinc.; deduced log *ft*, *Q*. ^{155}Dy deduced levels, *J*, π, cc, γ multipolarity. Si(Li) and Ge(Li) detectors, β-spectrograph, mass-separated source.

1. Introduction

Cette étude des niveaux de ^{155}Dy, noyau de 89 neutrons, obtenus par la décroissance radioactive de ^{155}Ho, fait suite à celles, similaires, de ^{159}Dy [réf. [1]] et ^{157}Dy [réf. [2]] dont le caractère rotationnel est bien marqué. Le paramètre de déformation δ de ^{157}Dy est voisin de 0.2. Avec ^{155}Dy, on se trouve très proche de la transition entre noyaux à déformation positive et noyaux sphériques, attendue entre 88 et 90 neutrons, et il est intéressant d'apprécier dans quelle mesure ses excitations peuvent être interprétées dans le cadre du modèle rotationnel.

Le schéma de niveaux de ^{155}Dy a été peu étudié. Les cinq premiers niveaux et quelques multipolarités ont été déterminés par Gromov *et al.* [3]) à partir de la décroissance radioactive de ^{155}Ho. Avotina *et al.* [4]) ont mesuré la période de ^{155}Ho: 48 ± 2 min, ainsi que la multipolarité d'un rayonnement de 39.4 keV. Grotdal *et al.* [5]) ont proposé les emplacements et les configurations d'un certain nombre de niveaux après une

† Ce travail est une partie d'une thèse de doctorat ès sciences physiques qui doit être présentée en 1972 à la Faculté des Sciences d'Orsay par Jean-Philippe Torres et enregistrée au Centre National de la Recherche Scientifique sous le numéro AO 60.43.

étude par réaction (d, t). Kalyamin *et al.* [6]) ont mesuré l'énergie maximale du spectre β^+ qu'ils trouvent égale à 2.1 MeV.

Une nouvelle expérience de coïncidences γ-γ en analyse bi-paramétrique, la détection avec une meilleure statistique des électrons de conversion d'énergie supérieure à 240 keV et la superposition de plusieurs sources radioactives dans un spectrographe magnétique à 180°, nous ont permis de compléter le schéma de niveaux partiel que nous avions déjà proposé [7]). Une tentative d'interprétation des niveaux trouvés est alors possible.

2. Techniques expérimentales

2.1. PRÉPARATION DES SOURCES

Les sources radioactives ont été obtenues au synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay par réactions (p, 6–10n) et (α, p8–12n) sur des cibles d'oxyde de dysprosium. Les sources produites par réaction (α, pxn), d'une intensité 5 fois moindre que celles dues aux réactions (p, xn) ont été cependant suffisamment intenses pour permettre l'étude des spectres de rayonnements γ. Les produits d'irradiations ont été ensuite séparés isotopiquement à l'aide du séparateur de notre Centre (SIDONIE).

Le schéma de niveaux comportant des rayonnements de faible intensité et peu convertis, parfois d'énergies très proches, il a été nécessaire de superposer au minimum 3 sources pour chaque expérience. Le temps d'irradiation durait 30 min en moyenne, celui des séparations 25 min; un convoyeur pneumatique nous permettait d'expédier le produit de séparation dans la salle d'expérience en 15 sec.

2.2. DÉTECTEURS AU GERMANIUM

Les spectres γ aux basses énergies ont été enregistrés par un détecteur au germanium de 0.8 cm^3, de bonne résolution: 0.85 keV à 100 keV. Ceux d'énergie supérieure à 300 keV ont été étudiés à l'aide d'un détecteur coaxial symétrique de 35 cm^3 de volume et 2.2 keV de résolution à 600 keV, fabriqué par R.T.C. Nous assurions la stabilité de notre chaîne avec des stabilisateurs de zéro et de gain, associés au convertisseur analogique (CA 13-Intertechnique) et à un générateur stable de basse fréquence construit au laboratoire.

2.3. DÉTECTEURS AU SILICIUM

Pour l'étude des électrons de conversion, nous avons utilisé un détecteur au silicium de 3 mm d'épaisseur active et de résolution 2 keV à 600 keV, placé dans un dispositif à champ magnétique éliminant les spectres β^+. Cet instrument est décrit par ailleurs [8]).

2.4. SPECTROGRAPHE MAGNÉTIQUE À 180°

Avec un champ de 71 G, nous avons pu enregistrer le spectre des électrons de conversion de la transition de 39.4 keV. Un champ de 118 G nous a permis d'obtenir un

UNIV. LEIDEN BIBL.

spectre des électrons d'énergies comprises entre 50 et 200 keV. Cette dernière expérience nécessita la superposition de 7 sources séparées isotopiquement.

2.5. DISPOSITIF DE COÏNCIDENCES

Les expériences de coïncidences γ-γ ($2\tau = 25$ ns) ont été réalisées en analyse biparamétrique (2048×1024). Nous utilisions deux détecteurs coaxiaux au germanium de 35 cm^3 chacun, reliés au système d'acquisition en ligne sur IBM 360-50 d'Orsay (ARIEL). Le taux de coïncidences maximum était de 200 événements par sec. Environ $2 \cdot 10^6$ coïncidences ont pu être ainsi détectées en superposant 3 sources.

2.6. SPECTRE β^+

Avec un spectromètre magnétique du type Siegbahn-Slätis, nous avons vérifié l'énergie maximum de la principale composante du spectre β^+ (voir paragraphe 3.4).

3. Résultats expérimentaux

3.1. LES RAYONNEMENTS γ

Des mesures de décroissance, effectuées sur plusieurs rayonnements (39.4 keV–136.3 keV–240.3 keV–247.9 keV) ne permettent pas de mettre en évidence une période com-

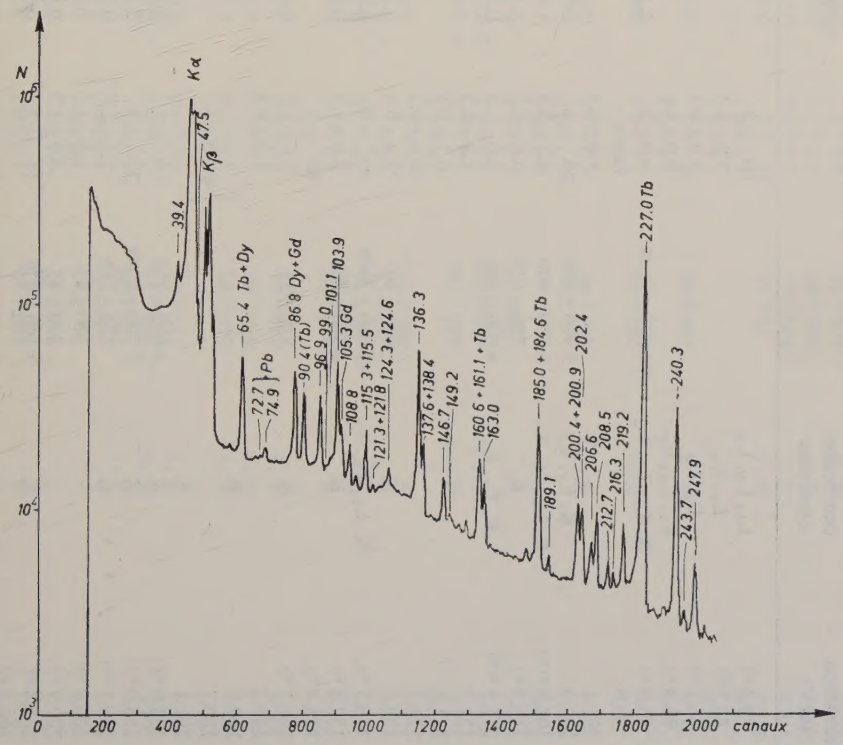

Fig. 1. Spectre des rayonnements γ de basse énergie obtenu avec un détecteur Ge(Li) de 0.8 cm^3.

TABLEAU 1

Les transitions du ^{155}Dy

Energie de la transition (keV)	Raies de conversion observées	$I_{e^-K}(\times 10^3)$ [i]	I_γ [i]	α_K moyen	Multipolarité la plus probable	Intensité totale des transitions	Intensité en % de désintégration	Niveaux reliés
39.4 [a]	L_1, L_2, L_3		10 ±2		M1+2.5 % E2	93 ±27	16 ±5	39.4 → 0
47.5 [a]	L_2, L_3		7.0±1.4		M1+1.0 % E2	35 ±10	6 ±2	86.8 → 39.4
66.1 [a]	L_2, L_3		1.0±0.3		E2+(M1)	14 ±4	2.5 ±1	202.4 → 136.3
86.8 [a]	L_1, L_2, L_3		8.0±1.6		E2	44 ±13	8 ±2.5	86.8 → 0
96.9 [a]	K, L_1, L_2, L_3	21 000±3100	9.0±2	2.3	M1+(E2)	34 ±10	6 ±2	136.3 → 39.4
99.0			faible					
101.1			1.0±0.3			1.0±0.3	0.2 ±0.05	349.0 → 247.9
103.9	K, L_1, L_2	3 900±600	20 ±4	0.20	E1	24 ±7	4 ±1.2	240.3 → 136.3
108.8 [a,c]	K, L_1, L_2, L_3	6 000±900	4.3±0.8	1.4	M1+E2	11 ±3	2 ±0.5	349.0 → 240.3
115.3 [c]	K	790±120	0.6±0.2	1.3	M1+(E2)	1.5±0.5	0.3 ±0.08	440.7 → 325.4
115.5 [a,c]	K, L_2, L_3	4 000±600	6.0±1.5	0.7	E2	14 ±4	2.5 ±0.7	202.4 → 86.8
121.3			1.4±0.3			1.4±0.3		
121.8			0.3±0.1			0.3±0.1		
124.3			0.6±0.2			0.6±0.2		
124.6	K	600±90	2.4±0.5	0.25	E1	3.1±0.8	0.5 ±0.2	349.0 → 224.4
136.3 [a]	K, L_1, L_2, L_3	45 000±7000	50 ±10	0.9	M1	104 ±25	18 ±4	136.3 → 0
137.6 [c]	K	4 500±700	5.0±1.5	0.9	M1	10 ±3	2 ±0.5	224.4 → 86.8
138.4 [c]			10 ±3					
146.7 [c]	K	570±85	7.1±1.5	0.08	E1	7.7±2.0	1.5 ±0.4	349.0 → 202.4
149.2			1.5±0.4			1.5±0.4		
160.6	K		≈ 10±3					408.5 → 247.9
160.7								569.2 → 408.5
161.1	K							247.9 → 86.8
163.0 [c]	K	4 900±730	10 ±2	0.49	M1+(E2)	16 ±4	3 ±0.7	202.4 → 39.4
185.0 [c]	K	7 700±1200	22 ±5	0.35	M1	31 ±8	5.5 ±1.5	224.4 → 39.4
189.1 [c]	K	730±110	2.5±0.7	0.29	M1+E2	3.3±1.0	0.6 ±0.2	325.4 → 136.3
200.4 [c]		300±45	6.0±1.5	0.05	E1	6.3±1.8	1 ±0.3	440.7 → 240.3
200.9 [c]		300±45	6.0±1.5	0.05	E1	6.3±1.8	1 ±0.3	240.3 → 39.4
202.4 [c]	K	3 100±470	11 ±2	0.28	M1	15 ±3	2.5 ±0.5	202.4 → 0
206.1 [b]								408.5 → 202.4
206.6 [c]	K	< 850±130	7.1±1.5	< 0.12	E2	7.8±1.7		
208.5 [c]	K	< 570±90	12 ±2.5	< 0.05	E1	13 ±3	2.5 ±0.5	247.9 → 39.4
212.7	K [f,h]	< 370±55	4.5±1	< 0.08	E1 ou E2	4.8±1.2	0.8 ±0.2	349.0 → 136.3

218.8	K	2 000±300	11 ±2	0.18	M1+(E2)	13 ±3	2.5 ±0.5	702.5 → 483.6
219.2	K	2 000±300	11 ±2	0.18	M1+(E2)	13 ±3		
224.4			faible?					
240.3	K	2 700±400	100 ±20	0.027	E1	104 ±25	18 ±4	240.3 → 0
243.7	K	380±60	1.5±0.5	0.25	M1	1.9±0.6		
247.9 [e]	K	< 350±50	13 ±2	< 0.027	E1	13 ±3	2 ±0.5	247.9 → 0
251.9			1.0±0.3			1.0±0.3		
259.1	K	220±30	1.6±0.3	0.14	M1	1.8±0.4	0.3 ±0.1	483.6 → 224.4
262.3	K [f]	120±20	7.2±2	0.016	E1	7.3±2.1	1.3 ±0.4	349.0 → 86.8
266.6	K [h]	< 100±15	2.8±0.6	< 0.035	E1 ou E2	2.9±1.0		
272.2	K [f]	110±16	4.7±1.5	0.023	E1	4.8±1.6	0.8 ±0.3	408.5 → 136.3
281.3			1.2±0.3			1.2±0.3	0.2 ±0.05	483.6 → 202.4
286.1	K [f]	610±90	4.6±1.5	0.13	M1	5.3±1.6	0.9 ±0.3	325.4 → 39.4
288.6	K [f]	430±65	5.2±1.5	0.08	M1+E2	5.6±1.6		
304.4	K [f]	140±21	3.5±0.8	0.04	E2	3.6±0.9	0.6 ±0.2	440.7 → 136.3
309.1 [b]								557.0 → 247.9
309.6	K [f, d]	330±50	6.6±1.5	0.05	E2	6.9±1.8	1.2 ±0.3	349.0 → 39.4
312.0	K [h]	< 80±12	3.0±0.6	< 0.030	E1 ou E2	3.1±0.9		
321.3	K [h]	< 95±15	4.5±1	< 0.020	E1 ou E2	4.6±1.1	0.8 ±0.2	569.2 → 247.9
325.4	K	1 800±270	22 ±5	0.08	M1+E2	25 ±6	4.3 ±1.0	325.4 → 0
336.4			3.9±0.8			4.0±1.2		
343.8	K [f, h]	440±100	5.5±2.5	≈ 0.08	(M1)	5.9±2.5		
344.4	K [f, d, h]	440±100	5.5±2.5	≈ 0.08	(M1)	5.9±2.5	1.0 ±0.4	752.8 → 408.5
349.0	K	60±10	5.5±1.5	0.010	E1	5.5±1.6	0.9 ±0.3	349.0 → 0
353.3			1.5±0.3			1.5±0.4		
366.8			< 1.0±0.2			1.0±0.2	0.2 ±0.05	569.2 → 202.4
369.3	K [f, d]	260±40	6.2±1.2	0.040	M1+E2	6.5±1.6	1.1 ±0.3	408.5 → 39.4 456.1 → 86.8
373.2	K	200±30	3.6±0.7	0.055	M1	3.8±0.7		
377.1			1.1±0.3			1.1±0.3	0.2 ±0.05	702.5 → 325.4
383.6	K [f]	260±40	10 ±2	0.025	E2	11 ±3	2.0 ±0.5	383.6 → 0
390.9			1.3±0.3			1.3±0.3		
396.9			1.2±0.3			1.2±0.3	0.2 ±0.05	483.6 → 86.8
408.5	K [f]	78±12	11 ±2	0.007	E1	11 ±2	2.0 ±0.4	408.5 → 0
416.6	K	140±21	3.3±0.6	0.040	M1	3.4±0.6	0.6 ±0.2	456.1 → 39.4
420.8	K	200±29	5.5±1.2	0.035	M1	5.7±1.4	1.0 ±0.3	557.0 → 136.3
439.6	K	140±20	4.8±1	0.028	M1+E2	5.0±1.3		
448.9	K	190±28	5.9±1.2	0.032	M1	6.1±1.5		
456.1	K	< 39±6	5.0±1	< 0.013	E1 ou E2	5.0±1.3	0.9 ±0.3	456.1 → 0

TABLEAU 1 (suite)

Energie de la transition (keV)	Raies de conversion observées	$I_{e^-K}(\times 10^3)$ [i]	I_γ [i]	α_K moyen	Multipolarité la plus probable	Intensité totale des transitions	Intensité en % de désintegration	Niveaux reliés
460.4	K	190±28	4.9±1	0.04	M1	5.1±1.3		
476.2			2.0±0.4			2.0±0.4		
478.1			1.0±0.2			1.0±0.2	0.2 ±0.05	702.5 → 224.4
479.1			3.3±0.7			3.3±0.7		
493.5			0.8±0.2			0.8±0.2	0.15±0.05	902.0 → 408.5
495.3			1.7±0.4			1.7±0.4		
509±0.5 [g])								
516.1	K	70±10	3.3±0.7	0.021	M1	3.3±0.7		
523.6	K	< 100±15	2.9±0.6	< 0.034	(M1)	3.0±0.6		
529.2			0.7±0.2			0.7±0.2		
533.2			0.7±0.2			0.7±0.2		
536.7			0.7±0.2			0.7±0.2		
542.6			1.7±0.4			1.7±0.4		
554.3			1.9±0.4			1.9±0.4		
557.0	K [f])	44±5	2.1±0.4	0.020	M1	2.1±0.4	0.4 ±0.1	557.0 → 0
558.8			1.2±0.3			1.2±0.3		
566.2	K [f, h])	≈ 36±5	2.3±0.5	≈ 0.016	(M1)	2.3±0.5	0.4 ±0.1	702.5 → 136.3
569.2	K [f, h])	< 13±2	2.4±0.6	< 0.005	(E1)	2.4±0.6	0.4 ±0.1	569.2 → 0
576.7	K [h])	< 4.5±0.7	0.8±0.2	< 0.006	E1 ou E2	0.8±0.2	0.15±0.05	902.0 → 325.4
598.8			0.8±0.2			0.8±0.2		
615.7	K [f, h])	≈ 11±2	1.2±0.4	≈ 0.009	(M1+E2)	1.2±0.4	0.2 ±0.05	702.5 → 86.8
616.4	K [f, h])	≈ 11±2	1.2±0.4	≈ 0.009	(M1+E2)	1.2±0.4	0.2 ±0.05	752.8 → 136.3
623.9			0.7±0.2			0.7±0.2		
648.4	K	15±2	1.4±0.3	0.010	M1+E2	1.4±0.3		
654.1	K	25±4	1.8±0.4	0.014	M1	1.8±0.4	0.3 ±0.1	902.0 → 247.9
688.0			1.0±0.2			1.0±0.2		
699.5			1.5±0.3			1.5±0.3	0.3 ±0.1	902.0 → 202.4
737.0			0.8±0.2			0.8±0.2		
752.8	K [h])	< 1.4±0.2	0.6±0.3	< 0.0025	(E1 ou E2)	0.6±0.3	0.1 ±0.05	752.8 → 0

791.8			1.1±0.3			1.1±0.3		
803.1			2.3±0.5			2.3±0.5		
825.5			1.8±0.4			1.8±0.4		
827.2			1.8±0.4			1.8±0.4		
834.7			3.0±0.6			3.0±0.6		
868.5			1.2±0.3			1.2±0.3	0.2 ±0.05	1217.7 → 349.0
872.4			0.7±0.2			0.7±0.2		
875.2			0.7±0.2			0.7±0.2		
892.3	K [f])	5.4±0.8	3.4±0.7	0.0015	E1	3.4±0.7	0.6 ±0.1	1217.7 → 325.4
897.0	K	5.6±0.8	5.9±1.2	0.0009	E1	5.9±1.2	1.0 ±0.2	1033.4 → 136.3
954.5			1.0±0.2			1.0±0.2		
994.0	K	4.0±0.6	4.6±1	0.0009	E1	4.6±1	0.8 ±0.2	1033.4 → 39.4
1015.3	K	4.7±0.7	4.7±1	0.001	E1	4.7±1	0.8 ±0.2	1217.7 → 202.4
1027.9			1.2±0.3			1.2±0.3		
1033.4	K	5.2±0.8	7.5±1.5	0.0007	E1	7.5±1.5	1.3 ±0.3	1033.4 → 0
1056.0			0.7±0.2			0.7±0.2		
1081.4	K	4.7±0.7	5.0±1	0.0009	E1	5.0±1.0	0.9 ±0.2	1217.7 → 136.3
1178.3	K	2.5±0.4	3.4±0.7	0.0007	E1	3.4±0.7	0.6 ±0.1	1217.7 → 39.4
1270.6			0.7±0.2			0.7±0.2		
1327.2			0.8±0.2			0.8±0.2		
1333.0			0.8±0.2			0.8±0.2		

[a]) Voir tableau des résultats de conversion entre les raies L observées au spectrographe plat.

[b]) Vues en coïncidence seulement.

[c]) Semble être une contamination du ^{156}Dy.

[d]) La transition placée sur le schéma est incompatible avec la multipolarité trouvée.

[e]) La décomposition des spectres obtenus avec le détecteur au silicium a été faite à l'aide des résultats du spectrographe plat.

[f]) La détermination de l'intensité des électrons K a nécessité une décomposition.

[g]) L'existence de ce pic n'est pas certaine car il est mélangé à la transition de 508.5 keV du Tb et aux deux rayonnements de 511 keV du Dy et Tb.

[h]) Un choix arbitraire de la décomposition soit des rayonnements γ soit des électrons a entraîné une ambiguïté sur la valeur des α_K donc de la multipolarité.

[i]) Les intensités des électrons de conversion et celles des rayonnements γ sont normalisées par rapport à l'intensité γ du 240.3 keV dont la valeur du coefficient α_K est établie par comparaison avec la transition E_1 de 227.0 keV dans ^{155}Tb.

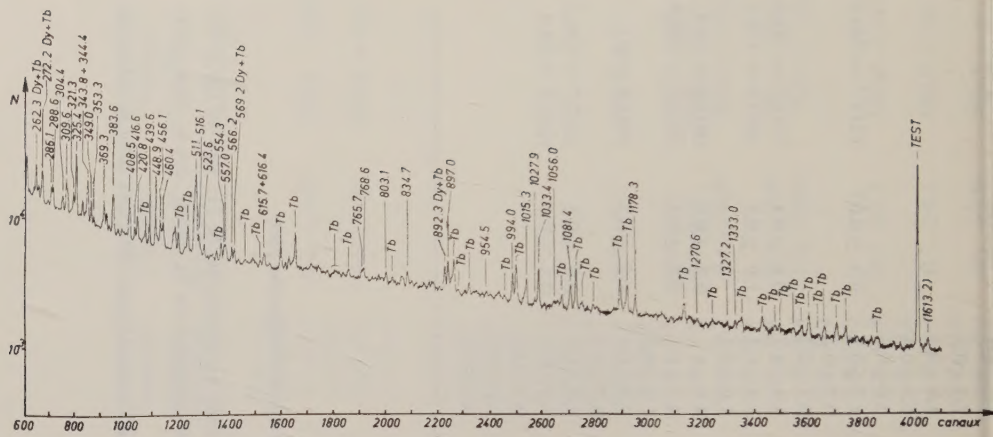

Fig. 2. Spectre des rayonnements γ de grande énergie obtenu avec le détecteur coaxial Ge(Li) de 35 cm^3.

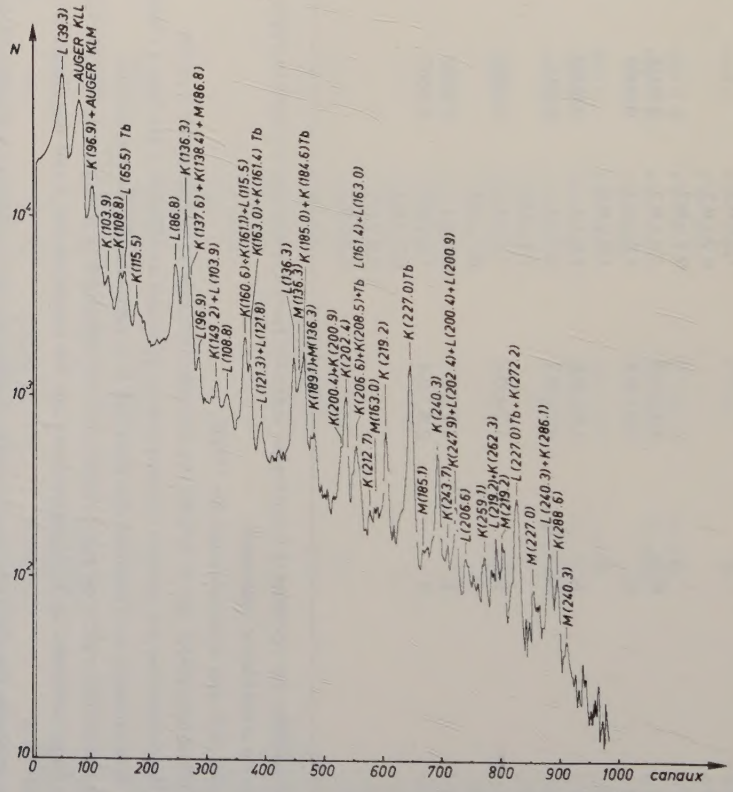

Fig. 3. Spectre des électrons de conversion de basse énergie obtenu avec un détecteur au silicium dans un sélecteur magnétique.

posite. La valeur simple obtenue: 48 ± 2 min, concorde avec celle déterminée précédemment par Avotina *et al.* [4]). Les figs. 1 et 2 montrent l'allure des spectres des rayonnements γ obtenus avec les deux types de détecteurs. La précision en énergie est de 100 eV jusqu'à 600 keV et de 200 eV au-delà, les exceptions étant mentionnées dans le tableau 1. L'intensité des rayonnements est donnée en moyenne à 20 % près. Leur liste et leurs principales caractéristiques sont contenues dans le tableau 1.

3.2. LES ÉLECTRONS DE CONVERSION

Les spectres de conversion correspondant chacun à la superposition de 5 sources et à des plages d'énergies différentes sont représentés par figs. 3 et 4. La fig. 5 montre une partie du spectre obtenu à l'aide du spectrographe à 180° avec un champ de 118 G. Pour déterminer l'intensité des électrons de conversion (en moyenne à 15 % près), nous avons utilisé comparativement les résultats obtenus par le détecteur au silicium et ceux provenant du spectrographe plat. Dans le tableau 1 chaque cas est explicité. La précision des rapports de conversion varie de 30 à 40 %. Elle nous permet, en général, de déterminer sans ambiguïté les multipolarités des rayonnements correspondants. Le tableau 1 mentionne les exceptions.

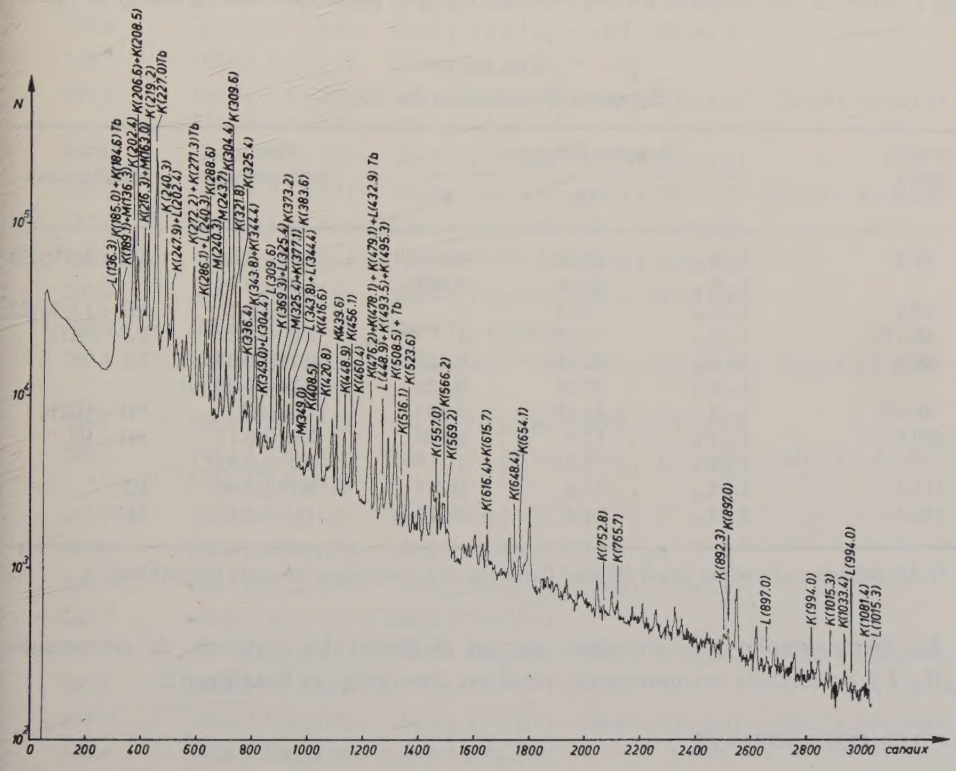

Fig. 4. Spectre des électrons de conversion de grande énergie obtenu avec un détecteur au silicium dans un sélecteur magnétique.

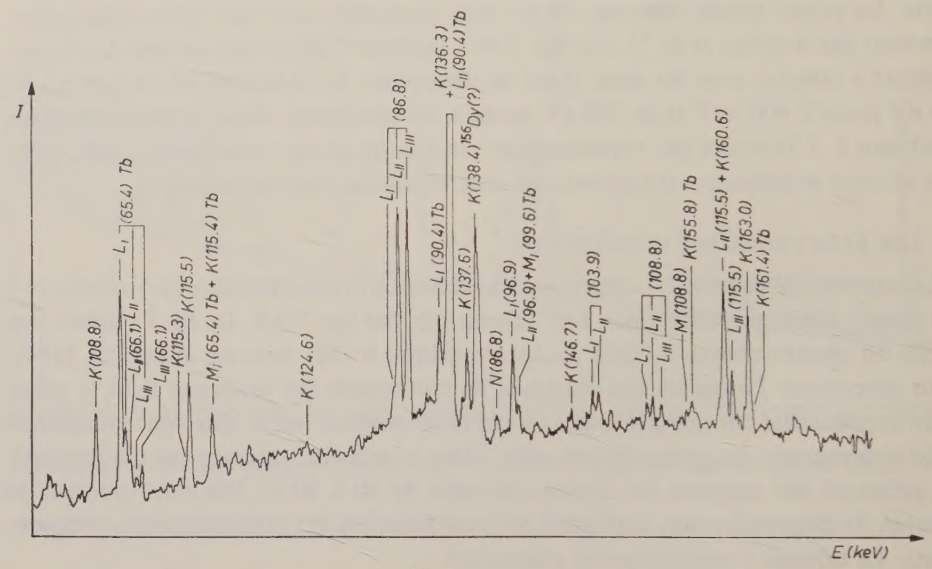

Fig. 5. Partie de spectre obtenu à l'aide d'un spectrographe plat à 180° avec un champ de 118 G.

TABLEAU 2

Rapports de conversion des raies L

Energie γ (keV)	Rapport théorique			Valeur expérimentale	Ordre multipolaire
		M1	E2		
39.4	L_1/L_2	13.04	0.0093	1.87±0.04	M1+2.5 % E2
	L_1/L_3	66.66	0.0093	1.85±0.04	
47.5	L_2/L_3	5.33	1	1.25±0.12	M1+1.0 % E2
66.1 [a])	L_2/L_3	5.58	1	1.0 ±0.2	E2+(M1)
86.8	L_1/L_2	12.18	0.125	0.15±0.05	E2
	L_1/L_3	72.22	0.125	0.14±0.05	
96.9 [a])	L_1/L_2	11.25	0.157	> 4.3	M1+(E2)
108.8	L_1/L_2	12.5	0.190	0.87±0.17	M1+E2
	L_2/L_3	5.71	1	1.5 ±0.45	
115.5	L_1/L_3	73.9	0.205	0.18±0.06	E2
136.3	L_1/L_2	14.1	0.342	13 ±2	M1

[a]) La précision ne permet pas d'affirmer l'absence de la multipolarité entre parenthèses.

Le spectrographe semi-circulaire permet d'obtenir les rapports de conversion $L_I/L_{II}/L_{III}$ de certains rayonnements, résultats consignés sur le tableau 2.

3.3. LES COÏNCIDENCES

Le tableau 3 résume les coïncidences γ-γ observées. Nous y avons inscrit entre parenthèses les intensités relatives des rayonnements en coïncidences, figurant sur le

TABLEAU 3

Résultats des mesures de coïncidences

Rayonnement γ (keV)	Rayonnement γ (keV) et intensités γ relatives en coïnc.
66.1	136.3 (12 ±3.4)
86.8	115.5 (6.1±2.3) – 137.6 (12±4.9) – 161.1 (6.9±2.2) – 262.3 (6.1±1.2) –
96.9	103.9 (39 ±5.6) – 189.1 (3.1±0.7) – 212.7 (5.1±1.5) – 272.2 (5.2±1.8) – 304.4 (3.8±1.6)
101.1	208.5 (3.6±1.0) – 247.9 (2.3±0.5)
103.9	96.9 (39 ±5.6) – 108.8 (10±2.0) – 136.3 (115±30) – 200.4 (4.0±1.0) – 243.7 (4.4±1.1)
108.8	103.9 (10 ±2.0) – 200.9 (2.8±0.6) – 240.3 (30±6.7) –
115.3	189.1 (1.2±0.6) – 325.4 (3.6±0.8)
115.5	86.8 (6.1±2.3)
124.6	137.6 (3.6±1.5) – 185.0 (16±5.3)
136.3	66.1 (12 ±3.4) – 103.9 (115±30) – 189.1 (5.9±1.5) – 212.7 (6.0±1.5) – 272.2 (17 ±5.1) – 304.4 (6.5±1.3) – 420.8 (4.8±1.0) – 566.2 (6.2±1.5) – 616.4 (3.1±1.5) – 897.0 (13 ±4.0) – 1081.4 (4.3±2.3)
137.6	86.8 (12 ±4.9) – 124.6 (3.6±1.5) – 216.3 (4.0±1.3)
146.7	163.0 (9.6±2.1) – 202.4 (9.5±2.5)
160.6	160.6 (7.1±2.0) – 206.1 (2.3±0.8) – 208.5 (5.8±1.4) – 247.9 (4.6±0.9) – 272.2 (3.3±0.7) – 408.5 (4.5±1.3)
161.1	86.8 (6.9±2.2) – 321.3 (1.5±0.4) – 654.1 (2.9±1.5)
163.0	146.7 (9.6±2.1) – 206.1 (2.3±0.6) – 366.8 (2.2±0.7) – 1015.3 (4.7±2.4)
185.0	124.6 (16 ±5.3) – 216.3 (3.0±0.6) – 478.1 (4.3±1.0)
189.1	96.9 (3.1±0.7) – 115.3 (1.2±0.6) – 136.3 (5.9±1.5)
200.4	103.9 (4.0±1.0) – 200.9 (1.3±0.3) – 240.3 (9.0±1.8)
200.9	108.8 (2.8±0.6) – 200.4 (1.3±0.3)
202.4	146.7 (9.5±2.5) – 206.1 (3.5±1.0) – 366.8 (1.3±0.3) – 699.5 (2.6±1.3) – 1015.3 (4.8±2.4)
206.1	160.6 (2.3±0.8) – 163 (2.3±0.6) – 202.4 (3.5±1.0)
208.5	101.1 (3.6±1.0) – 160.6 (5.8±1.4) – 309.1 (1.7±0.8) – 321.3 (1.8±0.4) – 654.1 (1.8±0.9)
212.7	96.9 (5.1±1.5) – 136.3 (6.0±1.5)
216.3	137.6 (4.0±1.3) – 185.0 (3.0±0.6)
240.3	108.8 (30 ±6.7) – 200.4 (9.0±1.8) – 234.7 (7.8±1.6)
243.7	103.9 (4.4±1.1) – 240.3 (7.8±1.6)
247.9	101.1 (2.3±0.5) – 160.6 (4.6±0.9) – 309.1 (2.3±0.6) – 321.3 (1.3±0.3)
262.3	86.8 (6.1±1.2)
272.2	96.9 (5.2±1.8) – 136.3 (17 ±5.1) – 160.6 (3.3±0.7) – 493.5 (2.0±0.6)
304.4	96.9 (3.8±1.6) – 136.3 (6.5±1.3)
309.1	208.5 (1.7±0.8) – 247.9 (2.3±0.6)

TABLEAU 3 (suite)

Rayonnement γ (keV)	Rayonnement γ (keV) et intensités γ relatives en coïnc.
321.3	161.1 (1.5±0.4) – 208.5 (1.8±0.4) – 247.9 (1.3±0.3)
325.4	115.3 (3.6±0.8) – 377.1 (2.8±0.9) – 576.7 (0.8±0.4) – 892.3 (12±3.0)
344.4	408.5 (2.9±0.9)
366.8	163.0 (2.2±0.7) – 202.4 (1.3±0.3)
377.1	325.4 (2.8±0.9)
408.5	160.6 (4.5±1.3) – 344.4 (2.8±0.9) – 493.5 (1.9±1.0)
420.8	136.3 (4.8±1.0)
478.1	185.0 (4.3±1.0)
493.5	272.2 (2.0±0.6) – 408.5 (1.9±1.0)
566.2	136.3 (6.2±1.5)
576.7	325.4 (0.8±0.4)
616.4	136.3 (3.1±1.5)
654.1	161.1 (2.9±1.5) – 208.5 (1.8±0.9)
699.5	202.4 (2.6±1.3)
892.3	325.4 (12 ±3.0)
897.0	136.3 (13 ±4.0)
1015.3	163.0 (4.7±2.4) – 202.4 (4.8±2.4)
1081.4	136.3 (4.3±2.3)
	Coïncidences non placées sur le schéma de niveaux
206.6	219.2 (10 ±3.0) – 312.0 (5±2.0)

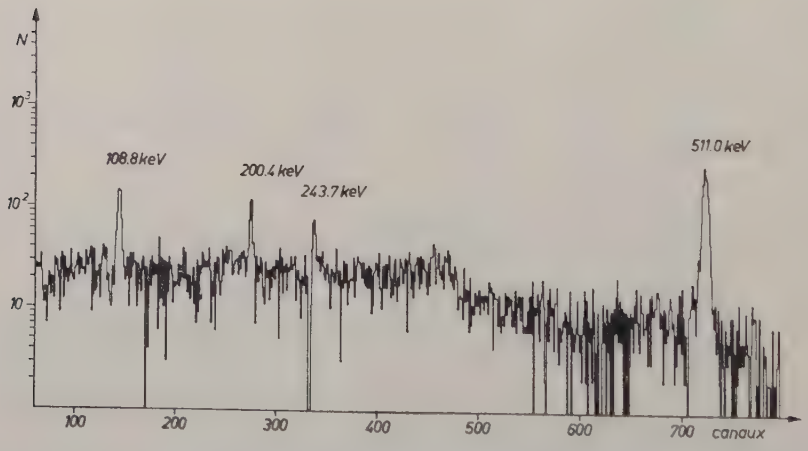

Fig. 6. Coïncidences avec le rayonnement de 240.3 keV.

schéma de niveaux. Chaque coïncidence, entre deux rayonnements γ, peut être appréciée de quatre manières différentes, suivant que la sélection est faite sur l'un ou l'autre rayonnement ou l'un ou l'autre détecteur. Les erreurs admises tiennent compte des écarts entre les quatre mesures. Cependant, ces intensités sont obtenues après deux corrections d'efficacité des détecteurs et deux corrections de rendement de coïncidences. L'erreur sur chacune de ces intensités est donc plus importante que celle indiquée et pourrait être dans certaines cas de 60 %, si l'on tient compte des 4 facteurs.

La fig. 6 représente le spectre coïncidant avec le rayonnement de 240.3 keV. On y remarque particulièrement celui de 511 keV correspondant à l'annihilation du spectre β^+.

3.4. ÉNERGIE MAXIMUM DU SPECTRE β^+

Le spectre β^+ enregistré en direct dans le spectromètre magnétique du type Siegbahn-Slätis présente une composante principale d'énergie maximum 1840 ± 20 keV (fig. 7). Une expérience de coïncidences électrons-γ nous a montré que cette compo-

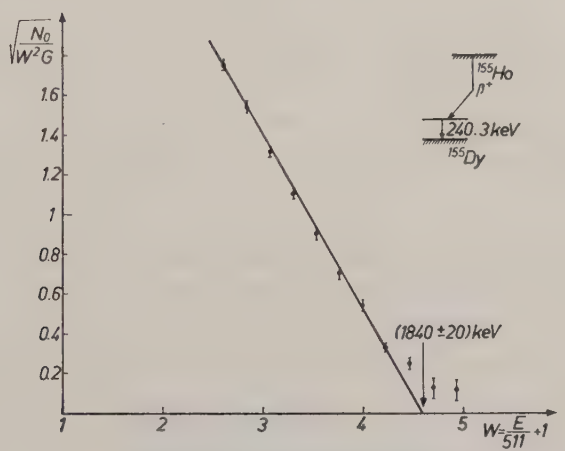

Fig. 7. Analyse du spectre β^+.

sante principale du spectre est bien en coïncidence avec le niveau de 240.3 keV. Nous verrons au paragraphe 3.5 que l'alimentation directe du niveau fondamental est bien moins importante que celle du niveau de 240.3 keV. (L'énergie maximale du spectre β^+ issu de la décroissance de ^{155}Dy ne dépasse pas 1080 keV.) La valeur $Q_\varepsilon = 3102 \pm 20$ keV obtenue donc pour ^{155}Ho diffère peu de celle calculée par Seeger [9]: $Q_\varepsilon = 3336$ keV.

3.5. SCHÉMA DE NIVEAUX

L'ensemble des résultats permet d'établir le schéma de niveaux de la fig. 8 où sont notées les possibilités de moments angulaires compatibles avec les multipolarités et les valeurs des $\log ft$ expérimentales. Les pourcentages d'alimentation des différents

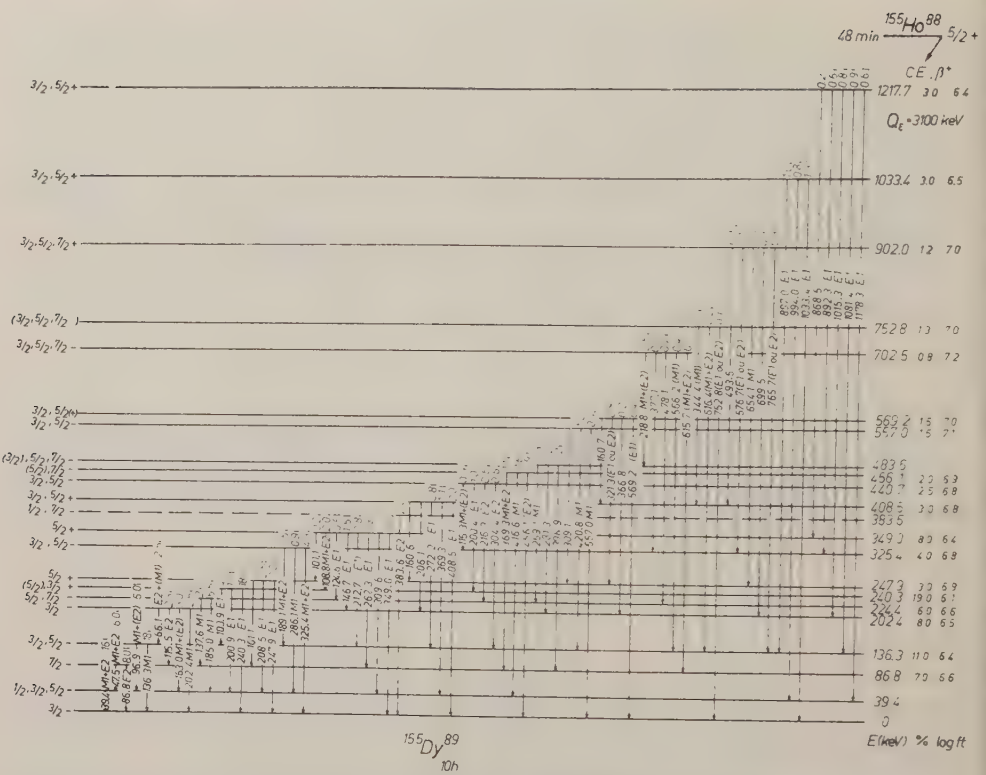

Fig. 8. Schéma de niveaux expérimental du ^{155}Dy. Au droit de chaque transition figure son intensité en pourcentage de désintégration.

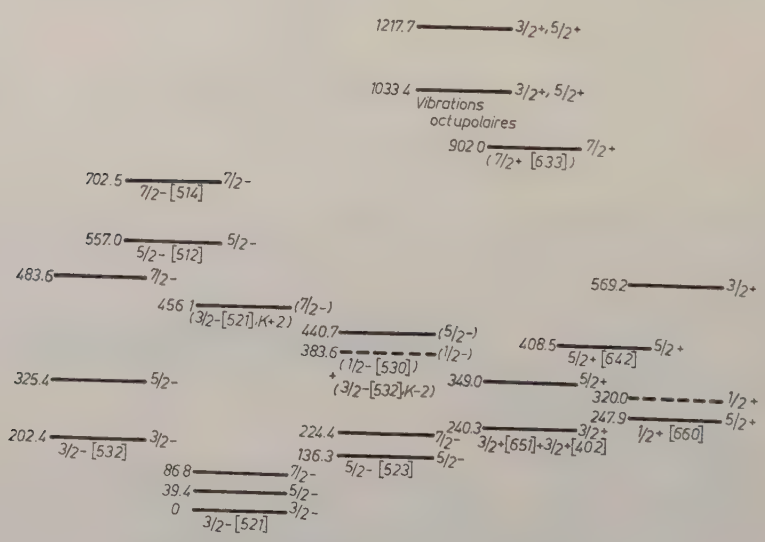

Fig 9. Interprétation des niveaux du ^{155}Dy.

niveaux sont déterminés en admettant, pour le niveau fondamental et celui de 39.4 keV, des alimentations correspondant à des valeurs des log ft semblables respectivement à celles des niveaux de 202.4 et 325.4 keV. L'interprétation qui suit (voir fig. 9) montrera en effet que ces alimentations doivent être du même ordre de grandeur. Au droit de chaque transition figure son intensité totale en % de désintégration.

Sur la fig. 8, la forte coïncidence entre un rayonnement de 206.6 keV et deux rayonnements de 219.2 et 312.0 keV n'est pas représentée. On ne peut en effet raccorder avec certitude ce résultat au schéma proposé.

Trois rectifications du schéma partiel que nous avions proposé [7]) sont à signaler: la parité du niveau à 247.9 keV est positive; l'alimentation du niveau à 752.8 keV n'est pas privilégiée et enfin, le log ft du niveau à 240.3 keV est de 6.1.

4. Discussion des résultats

4.1. BANDES DE PARITÉ NÉGATIVE: $\frac{3}{2}^-[521]$, $\frac{3}{2}^-[532]$, $\frac{5}{2}^-[523]$

Le moment angulaire du niveau fondamental a été mesuré et trouvé égal à $\frac{3}{2}$ par Rosen *et al.* [10]). Dekker *et al.* [11]), par des mesures de déplacements isotopiques, ont déterminé pour ^{158}Dy et ^{156}Dy des paramètres de déformation respectivement égaux à 0.23 et 0.19. Nos mesures [2]) sur les niveaux de ^{157}Dy sont compatibles avec un paramètre $\delta \approx 0.2$. Pour ^{155}Dy, on s'attend donc à une déformation inférieure pour laquelle correspondent, sur le diagramme de Nilsson, deux configurations possibles pour le niveau fondamental: $\frac{3}{2}^-[521]$ et $\frac{3}{2}^+[651]$.

Les arguments qui suivent permettent de retenir celle de parité négative:

(i) Plusieurs études sur la décroissance radioactive ^{155}Dy $\rightarrow$ ^{155}Tb, dont celles de Blichert-Toft *et al.* [12]) et Jursik *et al.* [13]) aboutissent au choix de la configuration $\frac{3}{2}^-[521]$ pour expliquer au mieux l'alimentation directe des différents niveaux de ^{155}Tb.

(ii) Grotdal *et al.* [5]), par réaction (d, t), identifient le niveau fondamental de ^{155}Dy à la configuration $\frac{3}{2}^-[521]$.

(iii) Les niveaux de parité positive, issus de la sous-couche sphérique $i_{\frac{13}{2}}$, dont fait partie le $\frac{3}{2}^+[651]$, sont très fortement couplés par interaction de Coriolis et les bandes de rotation correspondantes sont, comme on le verra au paragraphe 4.3, très perturbées. La relative régularité des niveaux de 0, 39.4 et 86.8 keV rend leur appartenance à une bande de parité négative beaucoup plus plausible.

(iv) Cette hypothèse permet d'expliquer que le peuplement direct le plus important (log ft = 6.1, fig. 8) corresponde au niveau de 240.3 keV. En effet, le moment angulaire du niveau fondamental de ^{155}Ho, mesuré par Ekström *et al.* [14]) est $\frac{5}{2}$, ce qui correspond, vue la faible déformation de ce noyau, à deux configurations possibles en protons: $\frac{5}{2}^-[532]$ et $\frac{5}{2}^+[402]$. S'il s'agissait du $\frac{5}{2}^-[532]$, le principal embranchement du schéma viendrait de la transition favorisée: $\frac{5}{2}^-[532]$p $\rightarrow$ $\frac{3}{2}^-[532]$n et donnerait donc une valeur de log ft beaucoup plus basse que celles constatées, expérimentalement. Par contre, dans le cas du $\frac{5}{2}^+[402]$p, le niveau de 240.3 keV s'interprète comme le niveau intrinsèque $\frac{3}{2}^+[651]$n couplé par interaction $|\Delta N| = 2$ au $\frac{3}{2}^+[402]$n.

La transition β^+ est accélérée par le passage favorisé $\frac{5}{2}^+[402]p \rightarrow \frac{3}{2}^+[402]n$. La valeur du $\log ft$ mesurée correspond à une proportion de $\frac{3}{2}^+[402]n$ relativement faible, ce qui traduit l'éloignement de ce niveau à cette petite déformation.

(v) L'analogie du schéma de niveaux proposé avec celui de ^{153}Gd [réfs. [15-17])], dont le niveau fondamental est aussi $\frac{3}{2}^-[521]$, est très remarquable. Par le jeu de déformations différentes, les isotopes de Dy et de Gd ayant respectivement 93, 91 et 89 neutrons, ont donc tous le même niveau intrinsèque $\frac{3}{2}^-[521]$ pour niveau fondamental.

En accord avec Gromov *et al.* [3]), nous interprétons les niveaux de 39.4 et 86.8 keV de moments angulaires $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2})$ et $(\frac{7}{2})$ comme les premiers niveaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$ d'une bande de rotation basée sur le fondamental. (Ces mêmes niveaux se retrouvent à 41.6 et 93.4 keV dans ^{153}Gd.) Les "paramètres d'inertie" $A = \frac{1}{5}(E_{\frac{5}{2}} - E_{\frac{3}{2}})$ correspondant à la base des bandes de rotation des isotones de Dy et Gd sont les suivants (en keV):

N	89	91	93
Dy	7.88	12.22	11.32
Gd	8.32	12.00	10.91

La décroissance de ces paramètres, de valeurs peu différentes à nombre de neutrons égal, est brutale entre $N = 91$ et $N = 89$. Comme nous allons le montrer pour ^{155}Dy, l'interaction de Coriolis entre les différentes bandes de parité négative, d'autant plus proches que la déformation est plus faible, semble devoir expliquer en majeure partie la variation du moment d'inertie observé.

Le niveau $\frac{3}{2}$ ou $\frac{5}{2}^-$ à 136.3 keV correspond très probablement à la configuration $\frac{5}{2}, \frac{5}{2}^-[523]$ prévue comme premier niveau intrinsèque excité et présente à 109.8 keV dans ^{153}Gd. Le niveau $\frac{5}{2}$ ou $\frac{7}{2}^-$ à 224.4 keV est identifiable au niveau de rotation $\frac{7}{2}, \frac{5}{2}^-[523]$. Quant au niveau $\frac{3}{2}^-$ à 202.4 keV, il s'agit vraisemblablement du niveau intrinsèque $\frac{3}{2}^-[532]$ attendu dans ce domaine d'énergie. La valeur du $\log ft$ correspondante: 6.5 confirme l'hypothèse précédente rejetant pour le niveau fondamental de ^{155}Ho la possibilité de configuration $\frac{5}{2}^-[532]p$.

Outre les trois configurations $\frac{3}{2}^-[521]$, $\frac{5}{2}^-[523]$, $\frac{3}{2}^-[532]$, on s'attend à la présence des bandes $\frac{1}{2}^-[530]$ et $\frac{5}{2}^-[512]$. Les niveaux de rotation bâtis sur ces cinq configurations, de même moment angulaire et de $|\Delta K| = 1$, sont couplés par interaction de Coriolis. Les paramètres d'interaction théoriques $\langle K|j_-|K+1\rangle$ des différentes bandes en présence calculés en utilisant les coefficients C_{jl} de Chi [18]) sont donnés dans le tableau 4.

TABLEAU 4

Paramètres d'interaction théoriques $\langle K|j_-|K+1\rangle$

		$\frac{1}{2}^-[530]$	$\frac{5}{2}^-[523]$	$\frac{5}{2}^-[512]$
$\frac{3}{2}^-[521]$	$\delta = 0.1$	−4.29	−1.59	+3.82
	$\delta = 0.2$	−3.96	−1.11	+3.63
$\frac{3}{2}^-[532]$	$\delta = 0.1$	+1.70	+3.79	+0.53
	$\delta = 0.2$	+1.28	+4.02	+0.23

Supposons, en première approximation, que l'éloignement des autres configurations soit tel que les couplages entre bandes $\frac{3}{2}^-[521]$, $\frac{5}{2}^-[523]$ et $\frac{3}{2}^-[532]$, de moments d'inertie respectifs J_1, J_3 et J_2, prédominent aux basses énergies. Nous définissons les paramètres d'interaction de Coriolis (RPC):

$$\sqrt{(I-\tfrac{3}{2})(I+\tfrac{5}{2})}A_{13} = \langle \tfrac{3}{2}^-[521]|\mathrm{RPC}|\tfrac{5}{2}^-[523]\rangle,$$

$$\sqrt{(I-\tfrac{3}{2})(I+\tfrac{5}{2})}A_{23} = \langle \tfrac{3}{2}^-[532]|\mathrm{RPC}|\tfrac{5}{2}^-[523]\rangle.$$

En utilisant le formalisme, explicité entre autres par Davidson [19]), nous obtenons entre niveaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$ des trois bandes, dans l'ordre cité ci-dessus, les matrices d'interaction:

$$\text{pour } I=\tfrac{5}{2}: \begin{pmatrix} 5\hbar^2/2\mathscr{I}_1 & \sqrt{5}A_{13} & 0 \\ \sqrt{5}A_{13} & E_1 & \sqrt{5}A_{23} \\ 0 & \sqrt{5}A_{23} & 202.4+5\hbar^2/2\mathscr{I}_2 \end{pmatrix}$$

$$\text{pour } I=\tfrac{7}{2}: \begin{pmatrix} 12\hbar^2/2\mathscr{I}_1 & \sqrt{12}A_{13} & 0 \\ \sqrt{12}A_{13} & E_1+7\hbar^2/2\mathscr{I}_3 & \sqrt{12}A_{23} \\ 0 & \sqrt{12}A_{23} & 202.4+12\hbar^2/2\mathscr{I}_2 \end{pmatrix},$$

où E_1 est l'énergie où serait le niveau $\frac{5}{2}$, $\frac{5}{2}^-[523]$ en l'absence d'interaction. Deux des valeurs propres de la première matrice sont déterminées expérimentalement: 39.4 et 136.3 keV. La seconde matrice possède de même les valeurs propres 86.8 et 224.4 keV. En écrivant que ces énergies sont solutions des équations séculaires, on obtient quatre équations pour six inconnues: $\mathscr{I}_1, \mathscr{I}_2, \mathscr{I}_3, A_{13}, A_{23}$ et E_1. Si nous supposons l'égalité des trois moments d'inertie $\mathscr{I}_1 = \mathscr{I}_2 = \mathscr{I}_3 = \mathscr{I}$, on constate que ces équations admettent une solution unique: $\hbar^2/2\mathscr{I} = 14.92$ keV, $E_1 = 200.7$ keV, $|A_{13}| = 25.46$ keV, $|A_{23}| = 57.38$ keV, d'où l'on tire:

$$|\langle \tfrac{3}{2}^-[521]|j_-|\tfrac{5}{2}^-[523]\rangle| = |A_{13}|/(\hbar^2/2\mathscr{I}) = 1.71,$$

$$|\langle \tfrac{3}{2}^-[532]|j_-|\tfrac{5}{2}^-[523]\rangle| = |A_{23}|/(\hbar^2/2\mathscr{I}) = 3.85,$$

assez proches des valeurs théoriques du tableau 4. (Ces valeurs expérimentales englobent l'effet du facteur de pairing $U_K U_{K+1} + V_K V_{K+1}$ toujours proche de l'unité pour ces configurations voisines du niveau de Fermi.) De par la conservation des traces des matrices, les troisièmes niveaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$, dont l'origine avant couplage est la configuration $\frac{3}{2}^-[532]$, devraient se trouver respectivement à 376 et 544 keV. Cependant ces niveaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$, $\frac{3}{2}^-[532]$ semblent devoir être identifiés respectivement aux niveaux $\frac{3}{2}$ ou $\frac{5}{2}$ et $\frac{5}{2}$ ou $\frac{7}{2}$ déterminés expérimentalement à 325.4 et 483.6 keV. Le niveau de 325.4 keV est relié aux niveaux $\frac{5}{2}$ et celui de 483.6 keV aux niveaux $\frac{7}{2}$ des configurations $\frac{3}{2}^-[521]$ et $\frac{5}{2}^-[523]$, elles-mêmes très couplées. Les énergies de ces niveaux sont trop basses par rapport aux résultats du calcul précédent, ce qui paraît dû au fait

qu'on néglige la répulsion correspondant aux interactions avec les configurations $\frac{1}{2}^-[530]$, $\frac{5}{2}^-[512]$ et $\frac{7}{2}^-[514]$ dont il sera question plus loin. Un réajustement des paramètres E_1, $\hbar^2/2\mathscr{I}$, A_{12}, A_{13} permet d'améliorer l'accord global. Par exemple, pour $\hbar^2/2\mathscr{I} = 13.98$ keV, $E_1 = 158.25$, $|A_{13}| = 22.58$ et $|A_{23}| = 40.51$, on a

$$|\langle[521]|j_-|[523]\rangle| = 1.62,$$

$$|\langle[532]|j_-|[523]\rangle| = 2.90,$$

et les valeurs E données dans le tableau 5.

TABLEAU 5
Les énergies E calculées et expérimentales

E (keV)	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}^-[521]$	$\frac{5}{2}, \frac{5}{2}^-[523]$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}^-[532]$
calculée	39.4	136.3	324.7
exp	39.4	136.3	325.4

E (keV)	$\frac{7}{2}, \frac{3}{2}^-[521]$	$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}^-[523]$	$\frac{7}{2}, \frac{3}{2}^-[532]$
calculée	97.2	225.6	471.2
exp	86.8	224.4	483.6

Dans ce cas, seules les énergies des niveaux $\frac{7}{2}$ diffèrent quelque peu des énergies expérimentales. L'énergie du $\frac{7}{2}, \frac{3}{2}^-[521]$ est trop élevée. Or, on néglige les répulsions des $\frac{7}{2}, \frac{1}{2}^-[530]$ et $\frac{5}{2}^-[512]$. L'accord pour le $\frac{7}{2}, \frac{5}{2}^-[523]$ est meilleur, mais on néglige seulement l'interaction moins importante avec le $\frac{7}{2}, \frac{7}{2}^-[514]$, assez éloigné en énergie. La valeur approchée $\hbar^2/2\mathscr{I} \approx 14$ keV du paramètre d'inertie est très différente de la valeur apparente 7.88 keV et confirme les propos du début de ce paragraphe. Ce jeu de paramètres semble donc peu éloigné de celui que l'on obtiendrait si des informations expérimentales supplémentaires nous permettaient de tenir compte de toutes les interactions.

Du fait de ces couplages, les configurations sont très mélangées. Ainsi, pour le jeu de paramètres ci-dessus et dans le cadre des approximations précédentes, on obtient les fonctions d'ondes:

$$0 \text{ keV } (\tfrac{3}{2}^-): \quad 1.000[521]$$

$$202.4 \text{ keV } (\tfrac{3}{2}^-): \quad 1.000[532],$$

$$39.4 \text{ keV } (\tfrac{5}{2}^-): \quad 0.839[521]+0.507[523]-0.197[532],$$

$$136.3 \text{ keV } (\tfrac{5}{2}^-): \quad -0.534[521]+0.703[523]-0.468[532],$$

$$324.7 \text{ keV } (\tfrac{5}{2}^-): \quad -0.099[521]+0.498[523]+0.861[532].$$

Ces mélanges souvent considérables pourraient être en partie responsables du fait que l'on n'observe pas certaines transitions entre niveaux qui, non couplés, appartiendraient à une même bande: à savoir les transitions $\frac{7}{2}$(224.4 keV) → $\frac{5}{2}$(136.3 keV), $\frac{5}{2}$(325.4 keV) → $\frac{3}{2}$(202.4 keV) et $\frac{7}{2}$(483.7 keV) → $\frac{5}{2}$(325.4 keV) (cette dernière pouvant être masquée par une transition de 158.6 keV dans ^{155}Tb).

4.2. AUTRES CONFIGURATIONS DE PARITÉ NÉGATIVE

Le niveau $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}^-$[530] doit se trouver au dessus des têtes de bandes $\frac{3}{2}^-$[521], $\frac{3}{2}^-$[532] et $\frac{5}{2}^-$[523] et ne peut être que faiblement alimenté par le niveau fondamental $\frac{5}{2}^+$[402] de ^{155}Ho, ce qui explique que sa mise en évidence soit très difficile. Le paramètre de découplage théorique de cette bande $K = \frac{1}{2}$ varie très vite avec la déformation: $a = +3.71$ pour $\delta = 0.1$, $+0.63$ pour $\delta = 0.2$. Par exemple, pour $a = 2.0$ et $\hbar^2/2\mathscr{I} =$ 14 keV, les niveaux $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ de cette bande, en l'absence d'interaction avec d'autres bandes, seraient à 509 et 440 keV. Il semble possible d'identifier le $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}^-$[530] avec le niveau admis avec réserve à 383.6 keV, seul niveau pouvant avoir pour moment angulaire $\frac{1}{2}$. Celui-ci pourrait contenir également une part de vibration $\gamma(K-2)$, $\frac{3}{2}^-$[532], favorisée par les règles de sélection.

Le niveau de 440.7 keV se désexcite vers les mélanges des configurations $\frac{5}{2}^-$[523] et $\frac{3}{2}^-$[532] par des transitions E2 et M1 + E2 en compétition avec un rayonnement E1 de 200.4 keV, vraisemblablement ralenti de par l'influence des facteurs de pairing $(U_K U_{K'} - V_K V_{K'})$. On peut penser qu'il s'agit du niveau $\frac{5}{2}$, $\frac{1}{2}^-$[530] mêlé à la vibration $\gamma(K-2)$, $\frac{3}{2}^-$[532] déjà citée.

Le niveau de 456.1 keV est relié aux niveaux de 0, 39.4 et 86.8 keV, donc à la configuration $\frac{3}{2}^-$[521]. Peut-être correspond-il à un niveau $\frac{7}{2}^-$ de vibration $\gamma(K+2)$ associé au niveau fondamental.

Les niveaux de 557.0 keV et 702.5 keV rayonnent vers divers niveaux des deux parités et semblent correspondre à des configurations individuelles. Il paraît vraisemblable de les identifier aux $\frac{5}{2}$, $\frac{5}{2}^-$[512] et $\frac{7}{2}$, $\frac{7}{2}^-$[514] attendus dans cette région et dont l'alimentation à partir de ^{155}Ho est normale.

En admettant ces identifications, résumées fig. 9, l'ensemble des configurations intrinsèques de parité négative prévisibles est ainsi reconnu, à des intervalles d'énergie qualitativement en accord avec ceux du modèle de Nilsson.

4.3. BANDES DE PARITÉ POSITIVES: $\frac{1}{2}^+$[660], $\frac{3}{2}^+$[651], $\frac{5}{2}^+$[642]

Les niveaux de particules de parité positive que nous devons rencontrer dans la région $N = 89$, sont dans l'ordre les niveaux: $\frac{1}{2}^+$[660], $\frac{3}{2}^+$[651], $\frac{5}{2}^+$[642]. Ces niveaux étant issus d'une couche sphérique $i_{\frac{13}{2}}$ à J élevé, sont fortement couplés par interaction de Coriolis. Par exemple, pour $\kappa = 0.0637$, $\mu = 0.42$ et des déformations $\delta = 0.1$ et 0.2,

$$\langle \tfrac{1}{2}^+[660] | j_- | \tfrac{3}{2}^+[651] \rangle = 6.841 \text{ et } 6.591,$$

$$\langle \tfrac{3}{2}^+[651] | j_- | \tfrac{5}{2}^+[642] \rangle = 6.636 \text{ et } 6.453.$$

Pour $0.1 < \delta < 0.2$, on peut prévoir que les couplages $|\Delta N| = 2$ des bandes $\frac{1}{2}^+[660]$ et $\frac{3}{2}^+[651]$ avec respectivement les bandes $\frac{1}{2}^+[400]$ et $\frac{3}{2}^+[402]$ sont faibles, les croisements de ces niveaux intervenant vers $\delta = 0.30$.

Par réaction (d, t) Grotdal [5]) identifie le niveau $\frac{3}{2}^+[402]$ à 239 keV. Il correspond dans notre schéma au niveau $(\frac{3}{2}, \frac{5}{2}^+)$ à 240.3 keV que nous identifions plutôt principalement au niveau $\frac{3}{2}^+[651]$. En effet, nous avons vu que seule la configuration $\frac{5}{2}^+[402]$ pouvait être retenue pour désigner l'état fondamental de ^{155}Ho, or la valeur du $\log ft = 6.1$ pour le niveau à 240.3 keV suppose seulement un faible pourcentage de la configuration $\frac{3}{2}^+[402]$. Cette présence suffit cependant à expliquer que le niveau à 240.3 keV soit le niveau le plus fortement alimenté (voir paragraphe 4.1).

Pour identifier les autres niveaux positifs qui apparaissent sur le schéma, il est indispensable de connaître la position de la configuration $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+[660]$. Le seul niveau qui puisse avoir le moment angulaire total $\frac{1}{2}^+$ est un niveau à 484 keV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}^+)$ très proche du niveau de 483.6 keV et qui ne figure pas sur le schéma. En effet, son existence n'est pas certaine, car il n'a été mis en évidence que par la coïncidence d'une faible transition de 243.7 keV avec deux rayonnements de 240.3 et 103.9 keV. De plus, Grotdal [5]) note un niveau $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+[400]$ à 320 keV qui devrait être à prédominance $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+[660]$. A priori, nous devons choisir entre ces deux possibilités.

Nous pouvons nous livrer à un raisonnement analogue à celui détaillé dans le cas des bandes négatives, c'est-à-dire déterminer les éléments des matrices d'interaction permettant d'aboutir aux valeurs propres déjà connues. Négligeant les couplages $|\Delta N| = 2$, on arrive à 5 équations à 6 inconnues: les énergies en l'absence d'interaction de Coriolis des niveaux $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}^+[651]$ et $\frac{5}{2}, \frac{5}{2}^+[642]$, le paramètre d'inertie moyen de ces bandes $\hbar^2/2\mathscr{I}$, les paramètres d'interaction:

$$\sqrt{(I-\tfrac{1}{2})(I+\tfrac{3}{2})}A_{10} = \langle \tfrac{1}{2}^+[660]|\mathrm{RPC}|\tfrac{3}{2}^+[651]\rangle,$$

$$\sqrt{(I-\tfrac{3}{2})(I+\tfrac{5}{2})}A_{12} = \langle \tfrac{3}{2}^+[651]|\mathrm{RPC}|\tfrac{5}{2}^+[642]\rangle.$$

et enfin a, paramètre de découplage de la bande $\frac{1}{2}^+[660]$. En fixant ce paramètre entre 0 et sa valeur théorique $+6.9$, nous avons à résoudre 5 équations à 5 inconnues.

Examinant les divers cas possibles d'emplacements des niveaux de rotation correspondant aux différentes bandes, on aboutit aux conclusions suivantes:

(i) Le système correspondant à l'hypothèse du niveau $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+[660]$ à 484 keV, n'a pas de solution.

(ii) Supposer que ce niveau est à 320 keV, conduit à deux groupes de solutions suivant que le $\frac{3}{2}, \frac{1}{2}^+[660]$ est à 408.5 ou 569.2 keV. Dans chaque cas les valeurs possibles de a et $\hbar^2/2\mathscr{I}$ sont comprises dans un intervalle relativement restreint. Les limites de variation des différents paramètres correspondant à chaque groupe sont représentées fig. 10. Celle-ci montre les emplacements avant interaction des configurations de départ pour deux jeux particuliers de paramètres et leurs relations avec des niveaux expérimentaux.

L'interprétation A conduit à un $\hbar^2/2\mathscr{I}$ du même ordre de grandeur que celui des

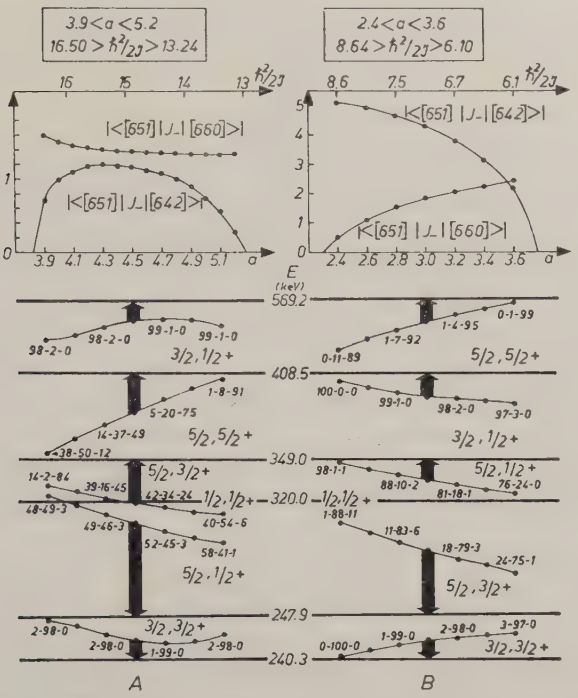

Fig. 10. Solutions des systèmes d'équations pour les niveaux de parité positive. Dans les deux cas le niveau $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}^+$ [660] est placé à 320.0 keV. Dans le cas A le niveau $\frac{3}{2}$, $\frac{1}{2}^+$ [660] est à 569.2 keV, dans B il est à 408.5 keV. Le paramètre de découplage a est un paramètre que l'on fixe. Le système a alors une solution en $\hbar^2/2\mathscr{I}$. On en déduit la position de chaque configuration avant interaction. Les flèches indiquent les positions après interaction. A certaines valeurs, de a, donc de $\hbar^2/2\mathscr{I}$, figurent 3 nombres qui représentent les mélanges en % des configurations après interaction des niveaux $\frac{1}{2}^+$ [660] – $\frac{3}{2}^+$ [651] – $\frac{5}{2}^+$ [642].

bandes de parité négative. La valeur du paramètre d'inertie a est également plus satisfaisante et correspond à un affaiblissement par rapport à la valeur théorique compris entre 0.56 et 0.75, ordre de grandeur couramment constaté [20]).

Dans la solution B, la configuration $\frac{1}{2}^+$ [660] prédomine nettement dans les niveaux de 408.5 keV, 349.0 keV et 320.0 keV et l'absence de transitions "interbande" est peu explicable. La solution A explique mieux en outre la valeur relativement faible du log ft correspondant au niveau de 349.0 keV, la plus basse dans cette région après celle du 240.3 keV, pour la même raison: une faible composante de configuration $\frac{3}{2}^+$ [402]. Elle semble donc préférable à la solution B. (Il existe un troisième groupe de solutions, correspondant à $\hbar^2/2\mathscr{I} > 20$ keV et à des paramètres d'interaction très faibles qui paraît encore moins vraisemblable.)

L'atténuation des paramètres $A_{10}/\hbar^2/2\mathscr{I}$ et $A_{12}/\hbar^2/2\mathscr{I}$ délimités dans la solution A, par rapport aux valeurs théoriques, est forte. Il s'agit cependant d'un phénomène très généralement constaté et qui, dans le cas présent, est peut-être accentué par des

interactions possibles avec les niveaux de vibrations octupolaires dont il sera question plus loin. La séquence des niveaux retenus est représentée par fig. 9.

4.4. AUTRES NIVEAUX DE PARITÉ POSITIVE

Le niveau de 902.0 keV ($\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, ou $\frac{7}{2}^+$) se désexcite vers la plupart des configurations négatives et il peut s'agir du $\frac{7}{2}$, $\frac{7}{2}^+$[633]. Une composante de vibration $K+2$, $\frac{3}{2}^+$[651] semble peu probable étant donné l'absence d'une transition vers le niveau de 240.3 keV. Avec ce niveau, l'ensemble des niveaux intrinsèques de parité positive auxquels on doit s'attendre, serait retrouvé.

Les deux derniers niveaux d'existence certaine à 1033.4 keV ($\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}^+$) et 1217.7 keV ($\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}^+$) qui se désexcitent principalement vers les configurations respectives $\frac{3}{2}^-$[521], $\frac{3}{2}^-$[532] et $\frac{5}{2}^-$[523] par des transitions E1, sont vraisemblablement des niveaux de vibrations octupolaires. Leurs énergies sont voisines de celles des niveaux 0^- et 1^- de même caractère, reconnus dans les noyaux pairs ^{152}Sm, ^{154}Sm et ^{154}Gd, ^{156}Gd (90 et 92 neutrons). Les log ft assez bas constatés ne contredisent pas cette interprétation.

5. Conclusion

On pourrait s'attendre, pour un noyau de 89 neutrons à la limite extrême de la zone déformée, à ce que les mélanges, dus en particulier aux interactions avec les vibrations, soient importants. L'identification des configurations, bien visibles dans les isotopes voisins, devrait de ce fait être rendue difficile.

Cependant, le schéma de niveaux expérimental s'interprète qualitativement à l'aide d'un formalisme simple, d'une manière qui rend compte de ses propriétés les plus marquées. Jusqu'à des excitations de l'ordre de 1 MeV et pour des moments angulaires allant jusqu'à $\frac{7}{2}$, on reste en présence d'un noyau à déformation permanente, quoique faible. Le fait principal différenciant ce noyau de ses voisins de 91 et 93 neutrons [1, 2]) est une plus grande densité de niveaux à basse énergie, entraînant des interactions de Coriolis plus fortes entre niveaux de parité négative. La démarche appliquée ici consiste à déduire des résultats expérimentaux les paramètres de couplage et les caractéristiques des niveaux en l'absence d'interaction. Ceci implique des hypothèses sur la nature des configurations de départ dont il reste à comparer les énergies et les paramètres avec les prédictions des modèles. Lorsque le nombre de niveaux est suffisant, la détermination des paramètres est ainsi plus directe que dans le processus inverse (diagonalisation des matrices pour un choix particulier des paramètres) dont la réussite est plus liée au modèle de départ. Cependant, lorsque le manque d'information empêche de tenir compte de toutes les interactions importantes, une certaine imprécision subsiste, ce qui est le cas ici pour chacun des deux groupes de niveaux de parité différente dont il est successivement question.

Les phénomènes vibrationnels sont plus visibles dans ^{155}Dy que dans ^{157}Dy et ^{159}Dy, mais leurs effets sont généralement masqués aux moyennes énergies par la

prépondérance des interactions de Coriolis. Des mesures plus fines seraient nécessaires pour pouvoir préciser leur rôle dans l'atténuation constatée des paramètres d'interaction par rapport aux valeurs théoriques.

Nous remercions vivement R. Piepenbring pour ses remarques et critiques. Nous sommes très reconnaissants envers Madame M. Arianer et J. Seige dont l'aide au cours du dépouillement des résultats et la présentation de cet article nous fut précieuse. Cette étude a bénéficié de l'utilisation du synchrocyclotron d'Orsay (I.P.N.), nous en remercions l'équipe responsable. Nous remercions également l'équipe du séparateur de notre centre (SIDONIE).

Références

1) J. Boutet, J. P. Torres et P. Paris, Nucl. Phys. **A167** (1971) 326
2) J. P. Torres, P. Paris et P. Kilcher, Nucl. Phys. **A185** (1972) 574
3) K. Gromov, F. N. Mukhtasimov et G. Umarov, 16ème Conf. de spectroscopie nucléaire, Moscou, 1966
4) M. P. Avotina et E. P. Grigor'ev, Sov. J. Nucl. Phys. **5** (1967) 11
5) T. Grotdal, K. Nybø et B. Elbek, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **37**, no. 12 (1970)
6) A. V. Kalyamin, I. Yu. Levenberg et V. A. Yokovlev, Atom. Energ. **6** (1959) 582; [Transl.: Sov. J. Atom. Energy **6** (1960) 435]
7) J. P. Torres, P. Paris et D. Lecouturier, Compt. Rend. **271** (1970) 806
8) P. Paris et J. Tréherne, Rev. de Phys. Appl. **4** (1966) 291
9) P. A. Seeger, Nucl. Phys. **25** (1961) 1
10) A. Rosen, C. Ekström, H. Nyqvist et E. Ädelroth, Nucl. Phys. **A154** (1970) 283
11) J. W. M. Dekker, P. F. A. Klinkenberg et J. F. Langkemper, Physica **39** (1968) 393
12) P. H. Blichert-Toft, E. G. Funk et J. W. Mihelich, Nucl. Phys. **A100** (1967) 369
13) J. Jursik, V. Hnatowicz et J. Zvolsky, Czech. J. Phys. **B19** (1969) 870
14) C. Ekström, T. Noreland, M. Olsmats et B. Wannberg, Nucl. Phys. **A135** (1969) 289
15) H. L. Nielsen et K. Wilsky, Nucl. Phys. **A115** (1968) 377
16) W. Andrejtscheff, W. Meiling et F. Stary, Nucl. Phys. **A137** (1969) 474
17) P. O. Tjøm et B. Elbek, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **36**, no. 8 (1967)
18) B. E. Chi, Nucl. Phys. **83** (1966) 97
19) J. P. Davidson, Rev. Mod. Phys. **37** (1965) 105
20) V. G. Soloviev et P. Vogel, Nucl. Phys. **A92** (1967) 449

1.E.1:
3.A

Nuclear Physics **A185** (1972) 574—592; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

NIVEAUX DE ^{157}Dy OBTENUS PAR DESINTÉGRATION DE ^{157}Ho

J. P. TORRES † et P. PARIS

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, BP 1, 91 Orsay, France

P. KILCHER

Institut de Physique Nucléaire, BP 1, 91-Orsay, France

Reçu le 19 juillet 1971
(Revisé le 24 novembre 1971)

Abstract: The decay of ^{157}Ho to ^{157}Dy ($T_{\frac{1}{2}} = 12.6$ min) was investigated by means of Ge(Li) and Si(Li) detectors. With the help of a multidimensional coincidence device, we propose a scheme with several levels explained in terms of the single-particle Nilsson model.

E

RADIOACTIVITY ^{157}Ho (from natural Dy(p, 5 to 8 n) Ho); measured E_γ, I_γ, I_{ce}, $\gamma\gamma$-coin; deduced log ft, Q. ^{157}Dy deduced levels, J, π, cc, γ multipolarity. Si(Li) and Ge(Li) detectors, mass separated source.

1. Introduction

Le noyau du dysprosium 157 comprenant 91 neutrons, est proche de la zone de transition $N = 88$ à 90, située entre noyaux à symétrie sphérique et noyaux prolates [1]). Cette étude par décroissance radioactive de ^{157}Ho vers ^{157}Dy fait suite à celle, similaire, du dysprosium 159 [ref. [2])] dont la déformation est bien marquée et qui s'interprète normalement dans le cadre du modèle de Nilsson. Les niveaux de ^{157}Dy ont été jusqu'alors étudiés par réactions (d, p) et (d, t) par Bennet [3]) d'une part, Grotdal *et al.* [4]) d'autre part. Ils observent des bandes collectives sur un certain nombre de configurations distinctes. Par radioactivité, Lagarde *et al.* [5]) notent quelques transitions jusqu'à 1200 keV et pour ^{157}Ho, une période de décroissance voisine de 14 min. En outre Borggreen *et al.*[18]) par réaction Gd(^{3}He, 3nγ)Dy ont identifié les deux premiers niveaux de rotation ainsi qu'un niveau $\frac{11}{2}^-$[505] à 199 keV.

2. Techniques expérimentales

2.1. PRÉPARATION DES SOURCES

Cette étude a nécessité la préparation d'une trentaine de sources radioactives de ^{157}Ho obtenues au synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay,

† Ce travail est une partie d'une thèse de doctorat ès sciences physiques qui doit être présentée en 1972 à la Faculté des Sciences d'Orsay par Jean-Philippe Torres et enregistrée au Centre National de la Recherche Scientifique sous le numéro A0 60.43.

par réactions (p, 5–8 n) sur des cibles d'oxyde de dysprosium. Chaque cible irradiée était séparée isotopiquement à l'aide du séparateur actif du laboratoire (SIDONIE) dont le collecteur était aménagé de manière à rendre possible une extraction rapide des sources, une ligne pneumatique permettant leur transport dans la salle d'expérience en environ 15 sec. La courte période de ^{157}Ho ($T_{\frac{1}{2}} = 12.6$ min) nécessitait en général le cumul de plusieurs séparations pour obtenir des statistiques suffisantes. 25 min s'écoulaient généralement entre la fin des irradiations de 30 min et le début des expériences.

2.2. DÉTECTEURS AU GERMANIUM

Les rayonnements γ de faibles énergies étaient détectés à l'aide d'un détecteur au germanium de 0.8 cm^3, de 0.85 keV de résolution à 100 keV, associé à un préamplificateur refroidi. Ceux de grandes énergies, avec un détecteur coaxial symétrique de 35 cm^3, de résolution 2 keV à 600 keV, fabriqué par RTC. La stabilité des chaînes de comptage était assurée par l'emploi systématique d'un stabilisateur de pic, associé au convertisseur analogique digital (CA 13 – Intertechnique) et à un générateur d'impulsions très stable et de basse fréquence (quelques Hz) fabriqué au laboratoire.

L'étalonnage en énergie était effectué à la fois par l'enregistrement stabilisé de nombreux étalons et par la mesure systématique de l'écart de linéarité intégrale de l'ensemble de la chaîne, mesuré à l'aide d'un second générateur découpant une tension continue fournie par un étalon de tension DIAL (General Resistance).

2.3. DÉTECTEURS AU SILICIUM

Les électrons de conversion étaient détectés par une jonction au silicium, diffusée sur 3 mm, de 2 keV de résolution à 600 keV, associée à une chaîne électronique également stabilisée, dans un dispositif à champ magnétique précédemment décrit [6]).

2.4. DISPOSITIF DE COÏNCIDENCES

Les coïncidences γ-γ ($2\tau = 25$ ns) étaient effectuées en analyse biparamétrique (2048×2048) entre deux détecteurs au germanium coaxiaux, chacun de 35 cm^3, couplés au système d'acquisition multiparamétrique sur IBM 360/50 en ligne de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (ARIEL).

Un programme d'acquisition sans classement sur disque permettait d'enregistrer sans perte jusqu'à 1000 événements par seconde. La superposition de 7 sources successives rendit possible l'enregistrement d'environ 4×10^6 coïncidences, un seuil éliminant les rayonnements X sur l'une des voies. La gamme d'énergie sur chaque voie s'étendait jusqu'à 2 MeV.

3. Résultats expérimentaux

3.1. LES RAYONNEMENTS γ

La détermination de la période de décroissance de ^{157}Ho a été effectuée sur le spectre total et sur le rayonnement de 280.0 keV (courbes a) et b) de la fig. 1). Elle est

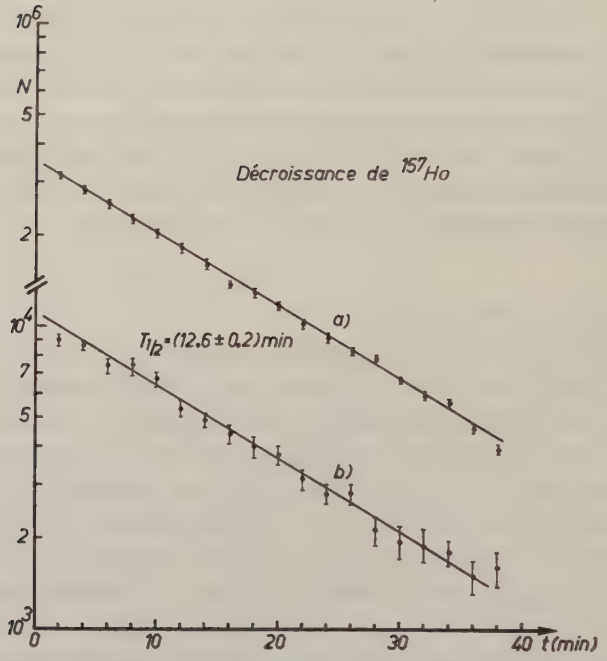

Fig. 1. Période de ^{157}Ho. (a) Décroissance du spectre **total.** (b) Décroissance de la transition de 280.0 keV.

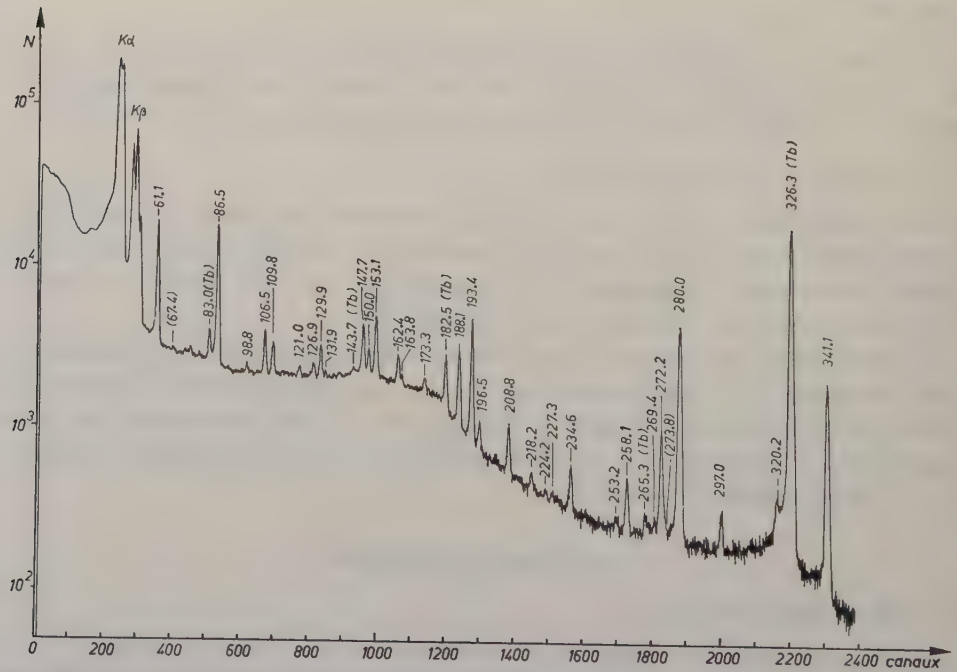

Fig. 2. Spectre des rayonnements γ de basse énergie obtenu avec **une jonction** Ge(Li) de 0.8 cm^3.

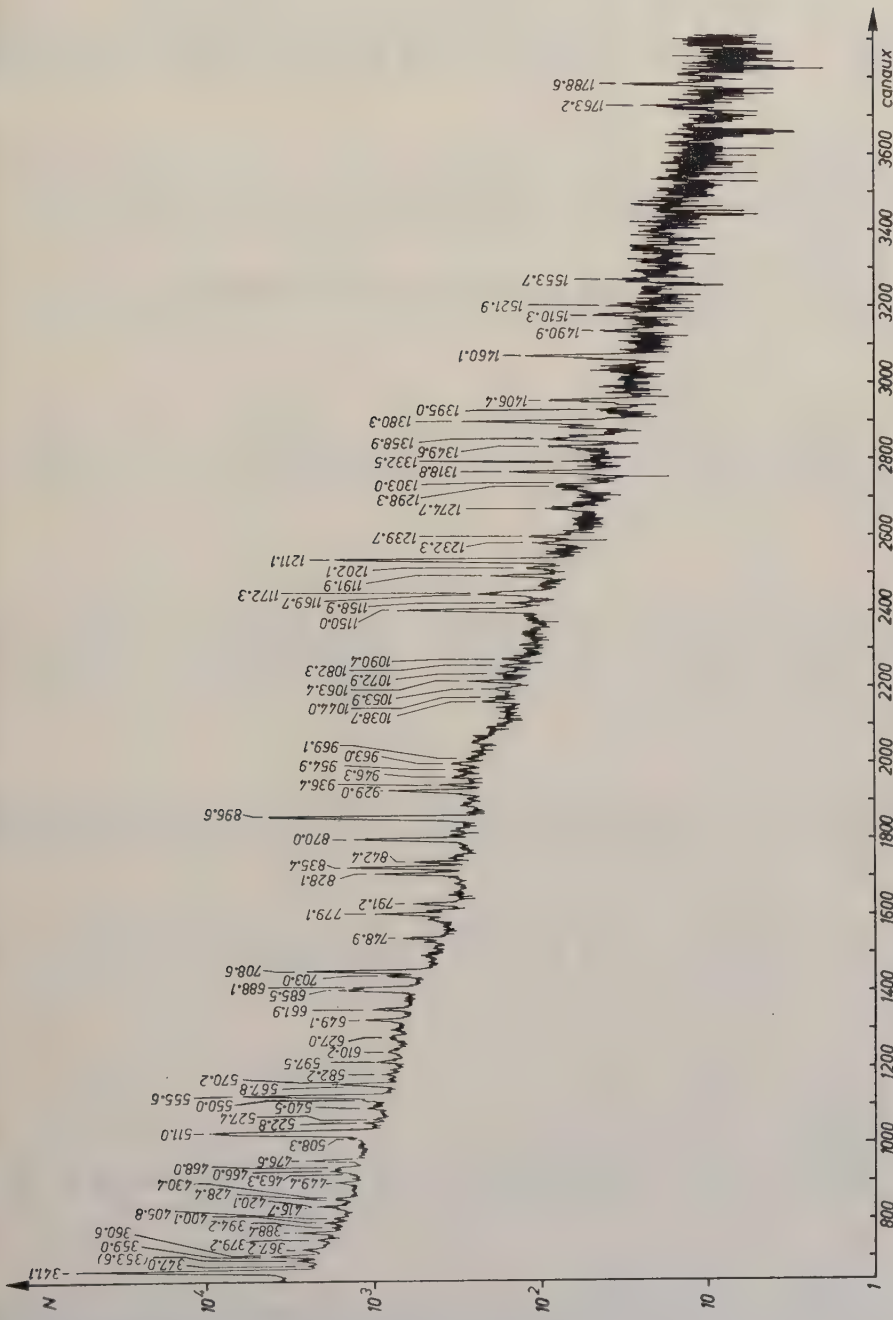

Fig. 3. Spectre des rayonnements γ de grande énergie obtenu avec une jonction Ge(Li) coaxiale de 35 cm^3.

TABLEAU 1
Les transitions du ^{157}Dy

Energie de la transition (keV)	Raies de conversion observées	I_{e^-K} [a]	I_γ [a]	α_K expérimentaux	Multipolarité la plus probable	Intensités totales : par rapport à $I_\gamma(280.0) = 1000$	Intensités totales : en % de désintégration de ^{157}Ho [d]	Niveaux reliés
61.1	L [b], M, N	$I_{e^-L} = 560$	257	$\alpha_L = 2.18$	M1+E2 ; E2/M1 < 20 %	2869	59	61.1 → 0
67.4			Très faible					341.1 → 273.8
78.7±0.2			2.6			≈ 20	0.40	420.1 → 341.1
86.5	K, L, M, N	800	246	3.2	M1+(E2)	1290	26	147.7 → 61.1
98.8			5.8					518.9 → 420.1
106.5	K [b])	?	40		E1 ou M1			341.1 → 234.6
109.8	K, L	30	29	1.02	M1+E2	66	1.4	257.6 → 147.7
121.0		⩽ 3	13	⩽ 0.18	E1	≈ 16	0.33	526.9 → 405.8
126.9	K	19	11	1.8	M1+E2	30	0.61	188.1 → 61.1
129.9			35					341.1 → 211.2
131.9			5					405.8 → 273.8
147.7	K, L [b]), M	40	92	0.41	E2	163	3.3	147.7 → 0
150.0		⩽ 0.3	36	$\leqslant 9\times10^{-2}$	E1	≈ 40	0.82	211.2 → 61.1
153.1	K	14	136	0.10	E1	150	3.1	341.1 → 188.1
162.4	K, L	39	59	0.66	M1	104	2.1	420.1 → 257.6
163.8	K	8	17	0.48	E2+(M1)	27	0.55	
173.3		⩽ 0.2	30	$\leqslant 6\times10^{-2}$	E1	≈ 32	0.65	234.6 → 61.1
188.1	K	9.2	196	4.6×10^{-2}	E1	206	4.2	188.1 → 0
193.4	K [b])	122	325	3.8×10^{-1}	M1	470	9.6	341.1 → 147.7
196.5	K, L	4.5	30	0.15	E2	36	0.74	257.6 → 61.1
208.8	K	3	60	5×10^{-2}	E1	65	1.3	420.1 → 211.2
224.2	K	0.3	6.7	5×10^{-2}	(E1)	7	0.14	
227.3	K	0.3	12	2.3×10^{-2}	(E1)	13	0.27	
234.6	K	2.2	44	5×10^{-2}	E1	47	0.96	234.6 → 0
253.2		⩽ 1	7.4	⩽ 0.15	M1 ou E1	≈ 8	0.16	526.9 → 273.8
258.1	K	1.3	56.5	2.3×10^{-2}	E1	58	1.2	405.8 → 147.7
269.4			8.6			≈ 9	0.18	526.9 → 257.6
272.2+0.2	K	21	200	0.10	M1+E2	230	4.7	420.1 → 147.7

280.0	K	120	1000	0.12				
297.0	K	0.5	36	1.5×10^{-2}	E1	37	0.76	508.3 → 211.2
320.2		≦ 1.5?	105	≦ 1.4×10^{-2}	E1?	106	2.2	508.3 → 188.1
341.1	K, L	52	774	6.8×10^{-2}	M1+E2	836	17	341.1 → 0
347.0			3			≈ 3	0.06	688.1 → 341.1
353.6	K	0.4	9.4	4.2×10^{-2}	E2+M1	10	0.20	
359.0	K	1.4	24	5.8×10^{-2}	M1	26	0.53	420.1 → 61.1
360.6	K	1.4	24	5.8×10^{-2}	M1	26	0.53	508.3 → 147.7
365.1			1.8			≈ 2	0.04	
367.2			11.6			≈ 12	0.25	
377.7			0.3					896.6 → 518.9
379.2	K [b])	3.7?	6.3		?	≈ 10	0.20	526.9 → 147.7
388.4	K, L	0.7	20.8	3.3×10^{-2}	M1+E2	22	0.45	896.6 → 508.3
394.2	K [b])		2.7			3	0.06	
400.1		≦ 0.04	7.8	≦ 5.2×10^{-3}	E1	≈ 8	0.16	
405.8	K [b])	0.3?	3.7	3 $\times10^{-2}$	M1 ou E1	4	0.08	405.8 → 0
416.7			1.5			≈ 2	0.04	
420.1	K	0.18	13.4	1.4×10^{-2}	E2	14	0.29	420.1 → 0
428.4	K [b])	?	6.1		M1 ou E1	≈ 6	0.12	
430.4	K	0.27	5.4	5.1×10^{-2}	M1(ou E1)	6	0.12	688.1 → 257.6
449.4	K	0.25	8.9	2.9×10^{-2}	M1+E2	9	0.18	
463.3	K	0.65	13.2	4.7×10^{-2}	M1	14	0.29	990.2 → 526.9
466.0	K [b])	0.37	8.2	4.5×10^{-2}	M1	8	0.16	526.9 → 61.1
468.0	K [b])	?	7.9		M1 ou E1	≈ 8	0.16	
476.6	K, L	0.61	27.4	2.3×10^{-2}	M1+E2	28	0.57	896.6 → 420.1
508.3	K [b])	1.75	139	1.2×10^{-2}	E2(+M1)	141	2.9	508.3 → 0
522.8	K [b])	?	4.8		M1?	≈ 5	0.10	1211.1 → 688.1
527.4±0.6			2.0			2	0.04	
540.5		≦ 0.15	5.9	≦ 2.5×10^{-2}	M1+E2 ou E1	6	0.12	688.1 → 147.7
550.0		≦ 0.2	7.3	≦ 2.8×10^{-2}	M1+E2 ou E1	8	0.16	
555.6	K, L	4.2	131	3.3×10^{-2}	M1	136	2.8	896.6 → 341.1
567.8		≦ 0.1	6.9	≦ 1.4×10^{-2}	E1 ou E2	7	0.14	
570.2	K, L	0.7	25.5	3.1×10^{-2}	M1	27	0.55	990.2 → 420.1
582.2		≦ 0.05	3.7	≦ 1.1×10^{-2}		4	0.08	
597.5	K [b])	0.16	9.5	1.7×10^{-2}	M1	10	0.20	
610.2	K [b])	0.2?	4.4	4.7×10^{-2}?		≈ 5	0.10	
627.0 [c])	K, L	2	9.5	2.2×10^{-1}	?			688.1 → 61.1
649.1		0.2	15.0	1.1×10^{-2}	M1	16	0.33	990.2 → 341.1
661.9		≦ 0.04	11.6	≦ 3.5×10^{-3}	E1?	≈ 12	0.25	896.6 → 234.6
685.5		≦ 0.03	42.0		E1	42	0.86	896.6 → 211.2

TABLEAU 1 (Suite)

Energie de la transition (keV)	Raies de conversion observées	I_{e^-K} [a]	I_γ [a]	α_K expérimentaux	Multipolarité la plus probable	Intensités totales: par rapport à I_γ (280.0) = 1000	Intensités totales: en % de désintégration de ^{157}Ho [d]	Niveaux reliés
688.1	K	0.1	16.8	6.3×10^{-3}	M1+E2	17	0.35	688.1 → 0
703.0	K	0.1	8.3	1.2×10^{-2}	M1	9	0.18	1211.1 → 508.3
708.6	K	0.1	65.1	1.6×10^{-3}	E1	65	1.3	896.6 → 188.1
748.9	K	0.1	8.6	1.2×10^{-2}	M1?	9	0.18	896.6 → 147.7
779.1	K	0.04	21.5	2×10^{-3}	E1	22	0.45	990.2 → 211.2
791.2	K	0.08	10.5	8×10^{-3}	M1	12	0.25	1211.1 → 420.1
828.1	K	0.06	29.8	2×10^{-3}	E1?	31	0.63	
835.4	K, L	0.28	51.2	5.7×10^{-3}	M1+E2	52	1.1	896.6 → 61.1
842.4	K	0.08	8.3	1.1×10^{-2}	M1?	9	0.18	990.2 → 147.7
870.0	K, L	0.32	45.6	7.1×10^{-3}	M1	46	0.94	1211.1 → 341.1
896.6	K, L, M	0.79	198.3	4.1×10^{-3}	M1+E2	200	4.1	896.6 → 0
929.0	K	0.13	29.7	4.5×10^{-3}	M1+E2	30	0.61	990.2 → 61.1
936.4			7.6			8	0.16	
946.2			9.1			9	0.18	
954.9			3.8			4	0.08	
963.0			6.4			6	0.12	
969.1			3.7			4	0.08	
1038.7			4.6			5	0.10	1380.0 → 341.1
1044.0			1.4			1	0.02	
1053.9			4.2			4	0.08	
1063.4			5.3			5	0.10	
1072.9			2.3			2	0.04	
1082.3			3.9			4	0.08	
1090.4			2.6			3	0.06	

1169.7			9.7			10	0.20	
1172.3			3.4			3	0.06	
1191.9			6.0			6	0.12	1380.0 → 188.1
1202.1			3.2			3	0.06	
1211.1	K, L	0.25	107.3	2.4×10^{-3}	M1+E2	108	2.2	1211.1 → 0
1232.3			2.9			3	0.06	1380.0 → 147.7
1239.7			2.8			3	0.06	
1274.7			4.2			4	0.08	
1298.3			3.9			4	0.08	
1303.0			4.4			4	0.08	
1318.8			8.7			9	0.18	1380.0 → 61.1
1332.5			2.4			2	0.04	
1349.6			4.1			4	0.08	
1358.9			3.4			3	0.06	
1380.3			11.2			11	0.22	1380.0 → 0
1395.0			1.8			2	0.04	
1406.4			5.7			6	0.12	
1460.1			10.5			11	0.22	
1490.9			1.9			2	0.04	
1510.3			2.4			2	0.04	
1521.9			1.7			2	0.04	
1563.7			2.9			3	0.06	
1763.2			2.2			2	0.04	
1788.6			3.1			3	0.06	

[a]) Les intensités des électrons de conversion et celles des rayonnements γ sont normalisées par rapport à l'intensité γ du 280.0 keV dont la valeur du coefficient α_K est établie par comparaison avec le rayonnement de 326.3 keV dans ^{157}Tb (E1). Pour cette comparaison les deux spectres étaient enregistrés simultanément.

[b]) Raies de conversion mélangées à d'autres.

[c]) La transition de 627.0 keV est très certainement complexe. D'autre part, une (ou plusieurs) des transitions qui la compose est très fortement convertie.

[d]) En prenant comme alimentation directe du niveau de 341.1 keV la valeur moyenne 50 %.

de 12.6 ± 0.2 min. Sur la fig. 2 est représenté le spectre des rayonnements γ de faible énergie obtenu par le détecteur au germanium de 0.8 cm^3. La fig. 3 représente le spectre des rayonnements γ d'énergie supérieure à 330 keV obtenu par le détecteur coaxial de 35 cm^3. La précision en énergie est en général de 100 eV jusqu'à 600 keV et de 200 eV au-delà.

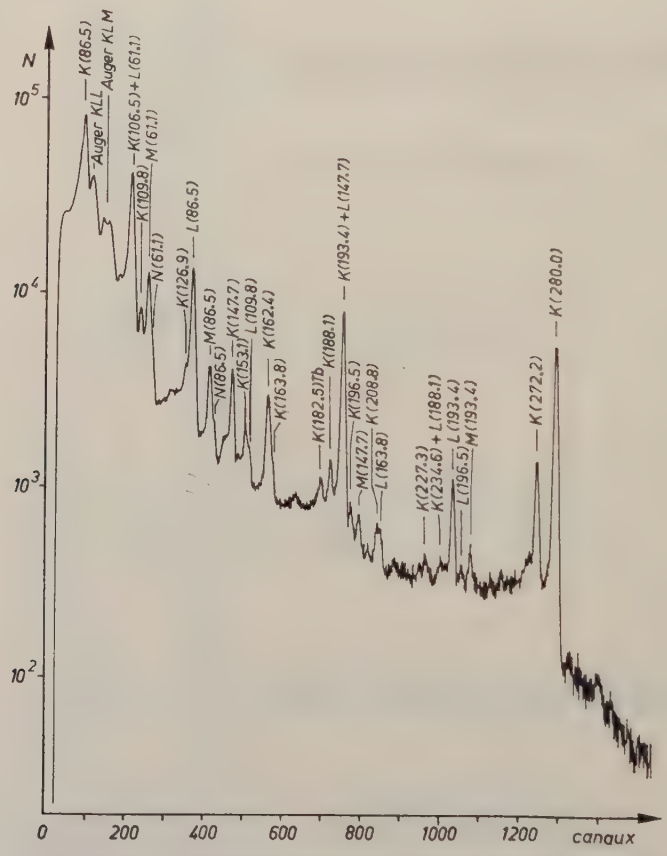

Fig. 4. Spectre des électrons de conversion de basse énergie obtenu dans un sélecteur magnétique avec un champ de 305 G.

Pour des rayonnements de faible intensité ou des rayonnements dont la détermination en énergie nécessite une décomposition de pics, cette précision peut être amoindrie. L'intensité de chaque transition est donnée en moyenne à 20 % près. Le tableau 1 contient la liste des rayonnements détectés, avec leur intensité.

3.2. LES ÉLECTRONS DE CONVERSION

A l'aide du sélecteur magnétique, pour un champ de 305 G, nous avons détecté les électrons de conversion de faible énergie qui forment le spectre représenté sur la fig. 4. Avec un champ de 1040 G, nous avons obtenu le spectre de plus hautes énergies qui

est représenté sur la fig. 5. Le tableau 1 contient la liste des intensités des électrons K, parfois L, des différentes transitions dont on a pu détecter la conversion. Ces intensités sont connues généralement à 15 % près. On en déduit des rapports de conversion avec une précision en moyenne de l'ordre de 30 %.

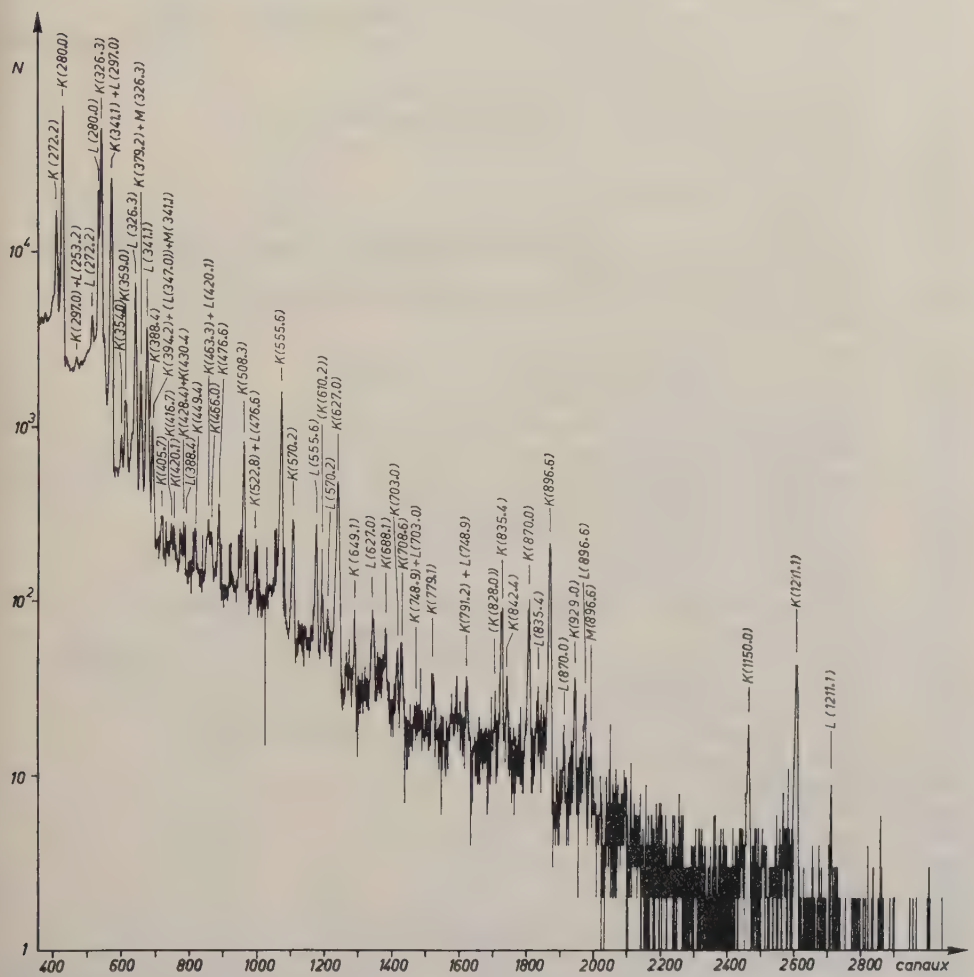

Fig. 5. Spectre des électrons de conversion de grande énergie obtenu dans un sélecteur magnétique avec un champ de 1040 G.

Sauf dans quelques cas précisés dans le tableau, les valeurs des α_K donnent sans ambiguïté la multipolarité [17]) des rayonnements sans toutefois permettre de préciser les proportions des mélanges M1 + E2. Une transition très convertie de 627.0 (Dy) ou 629.1 keV (Ho) est bien visible sur la fig. 5. Elle décroît avec une période inférieure à 10 min et est peut-être attribuable à un niveau isomérique dans ^{157}Ho.

TABLEAU 2

Résultats des mesures de coïncidences

Rayonnements γ en keV	Rayonnements γ (keV) et intensités relatives en coïncidences
61.1	86.5(400±100)−150.0(80±30)−173.3(56±10)−196.5(100±45)−280.0(210±15) 359.0(40±10)−466.0(20±5)−835.4(15±10)
78.7	98.8(47±17)−106.5(57±15)−193.4(50±40)−280.0 [a])−341.1 [a])
86.5	61.1(400±100)−109.8(130±20)−193.4(360±140)−258.1 [a])−272.2(150±50)−360.6(33±5) 379.2(18±10)−540.5(21±6)
98.8	78.7(47±17)−162.4(30±5)−272.2(15±5)−420.1(10±5)
106.5	78.7(57±15)−173.3(60±11)−234.6(78±5)−555.6(20±8)
109.8	86.5(130±20)−147.7(21±5)−162.4(75±25)−269.4(10±3)−430.4 [a])
121.0	131.9(43±12)
129.9	150.0(45±15)−555.6(14±4)
131.9	121.0(43±12)
147.7	109.8(21±5)−193.4(80±20)−258.1 [a])−272.2(41±15)−360.6(10±3)−540.5(10±3) 748.9(15±10)−842.4(15±10)
150.0	61.1(80±30)−129.9(45±15)−208.8(23±5)−297.0(17±5)−685.5(15±10) 779.1(15±10)
153.1	188.1(124±30)−555.6(28±10)
162.4	98.8(30±5)−109.8(75±25)−196.5(35±5)−476.6(9±3)
173.3	61.1(56±10)−106.5(60±11)−661.1(8±4)
188.1	153.1(124±30)−320.2(40±10)−708.6(25±5)
193.4	78.7(50±40)−86.5(360±140)−147.7(80±20)−347.0(5±2)−555.6(27±5) 649.1(5±2)−870.0(6±3)
196.5	61.1(100±45)−162.4(35±5)−269.4(6±2)−430.4 [a])
208.8	150.0(23±5)−476.6(6±2)−570.2(4±1)−791.2(4±2)
234.6	106.5(78±5)−661.1(3±1)
269.4	109.8(10±3)−196.5(6±2)
272.2	86.5(150±50)−98.8(15±5)−147.7(41±15)−476.6(13±3)−570.2(9±4) 791.2(7±3)
280.0	61.1(210±15)−78.7 [a])−347.0(10±5)−555.6(75±5)−649.1(14±4)−870.0(20±5)
297.0	150.0(17±5)−388.4(11±3)
320.2	188.1(40±10)−388.4(15±5)
341.1	78.7 [a])−347.0(9±3)−555.6(75±10)−649.1(9±3)−870.0(26±10)
347.0	193.4(5±2)−280.0(10±5)−341.1(9±3)
359.0	61.1(40±10)
360.6	86.5(33±5)−147.7(10±3)−388.4(5±2)
379.2	86.5(18±10)
388.4	297.0(11±3)−320.2(15±5)−360.6(5±2)
420.1	98.8(10±5)−476.6(3±1)
466.0	61.1(20±5)
476.6	162.4(9±3)−208.8(6±2)−272.2(13±3)−420.1(3±1)
540.5	86.5(21±6)−147.7(10±3)
555.6	106.5(20±8)−129.9(14±4)−153.1(28±10)−193.4(27±5)−280.0(75±5)−341.1(75±10)
570.2	208.8(4±1)−272.2(9±4)
649.1	193.4(5±2)−280.0(14±4)−341.1(9±3)
661.1	173.3(8±4)−234.6(3±1)
685.5	150.0(15±10)
708.6	188.1(25±5)
748.9	147.7(15±10)
779.1	150.0(15±10)
791.2	208.8(4±2)−272.2(7±3)
835.4	61.1(15±10)
842.4	147.7(15±10)
870.0	193.4(6±3)−280.0(20±5)−341.1(26±10)

[a]) Coïncidences probables.

3.3. LES COÏNCIDENCES

Le dispositif lent-rapide nous a permis d'observer les coïncidences résumées dans le tableau 2. Chaque coïncidence entre deux rayonnements γ peut être appréciée de quatre manières différentes suivant que la porte est prise sur l'un ou l'autre rayonnement et

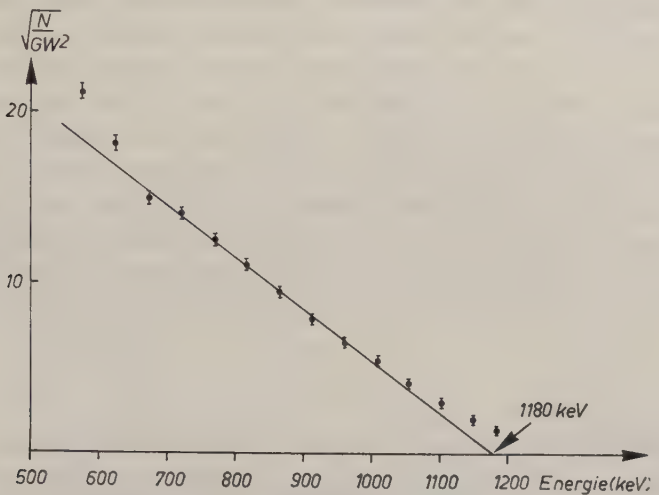

Fig. 6. Droite de Kurie obtenue avec le spectre β^+ en coïncidence avec les rayonnements de 280.0 et 341.1 keV.

TABLEAU 3

Alimentation directe des niveaux

Niveau	Pourcentage d'alimentation directe	log *ft*
61.1	< 7	> 5.8
147.7	10 ±5	5.7±0.2
341.1	50 ±11	4.8±0.05
420.1	8 ±2	5.5±0.15
508.3	6 ±2	5.7±0.1
688.1	0.7±0.2	6.5±0.1
896.6	12 ±2	5.2±0.1
990.2	2.5±0.5	5.9±0.1
1211.1	5 ±1	5.4±0.1
1380	0.7±0.2	6.0±0.1

l'un ou l'autre détecteur. Les intensités de coïncidence sont obtenues après deux corrections d'efficacité de détecteurs et deux corrections de rendements de coïncidences. Les nombres contenus dans le tableau 2 sont une moyenne entre ces évaluations et les erreurs admises tiennent compte de leurs écarts.

3.4. ALIMENTATIONS DIRECTES DES NIVEAUX

L'énergie maximum du spectre β^+ aboutissant au niveau de 341.1 keV a été mesurée par des coïncidences 32×128 entre, d'une part, les rayonnements γ de 280.0 et 341.1

keV observés par un détecteur au germanium, et d'autre part le spectre continu β^+ enregistré par un scintillateur plastique. La droite de Kurie correspondante est représentée fig. 6. La courte période de ^{157}Ho ne permettait pas de reprendre l'activité séparée isotopiquement pour la disposer sur un support mince et la rétrodiffusion constatée aux basses énergies est donc élevée. La répartition aux alentours de l'énergie maximum est perturbée par des sommes entre l'énergie des électrons et le rayonnement Compton du 511 keV d'annihilation. La valeur obtenue après correction de résolution: $E_{max} = 1180 \pm 50$ keV donne un $Q_{\beta^+} = 2540 \pm 50$ keV s'écartant peu de la valeur théorique [7]) 2371 keV. Le tableau 3 contient les pourcentages d'alimentation directe vers les principaux niveaux ainsi que les log *ft* correspondants. L'alimentation directe du niveau de 61.1 keV dépend fortement de la proportion mal connue de E2 dans le rayonnement de 61.1 keV. On ne peut en donner qu'une limite supérieure. Par contre, l'alimentation du niveau de 147.7 keV est moins sensible au mélange M1 + E2 dans la transition de 86.5 keV, ce qui permet de déterminer le log *ft* correspondant.

3.5. SCHÉMA DE NIVEAUX

Les considérations qui vont suivre nous ont permis de faire figurer d'une façon univoque le spin de certains niveaux, à savoir ceux de la bande de rotation bâtie sur le niveau fondamental ainsi que celui du niveau de 341.1 keV (fig. 7).

Il en résulte pour les autres niveaux une possibilité de différentes valeurs de spin. Les niveaux en pointillé sont ceux dont les transitions n'ont pas été vues en coïncidence et n'obéissent qu'à des règles de sommes. Les transitions en pointillé sont celles dont l'emplacement est incertain, soit que leur multipolarité soit ambiguë soit que leur énergie ne cadre pas exactement avec les règles de sommes. L'intensité relative de chaque transition en pourcentage de désintégration est donnée sur la fig. 7.

4. Discussion des résultats

4.1. BANDE $\frac{3}{2}^-$[521]

Le moment angulaire total du niveau fondamental de ^{157}Dy a été mesuré par Rosen *et al.* [8]) et trouvé égal à $\frac{3}{2}$. L'interprétation la plus naturelle des premiers niveaux du schéma (fig. 7) conduit à interpréter les niveaux de 61.1 keV, 147.7 keV et 257.6 keV comme les niveaux $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$ et $\frac{9}{2}$ d'une bande de rotation relativement peu perturbée, basée sur le niveau fondamental $\frac{3}{2}$ et correspondant à un paramètre d'inertie proche de 12.25 keV.

Son caractère rotationnel évident conduit à assigner à l'état de base une configuration de Nilsson qui ne peut être pour $N = 91$ que $\frac{3}{2}^-$[521] ou $\frac{3}{2}^+$[651]. Dekker *et al.* [9]) par des mesures de déplacements isotopiques des isotopes du Dy déterminent pour ^{158}Dy et ^{156}Dy des paramètres de déformation ε respectivement égaux à 0.23 et 0.19. On peut supposer que la déformation de ^{157}Dy est comprise entre ces deux valeurs. Le passage entre les deux configurations ci-dessus a justement lieu dans les

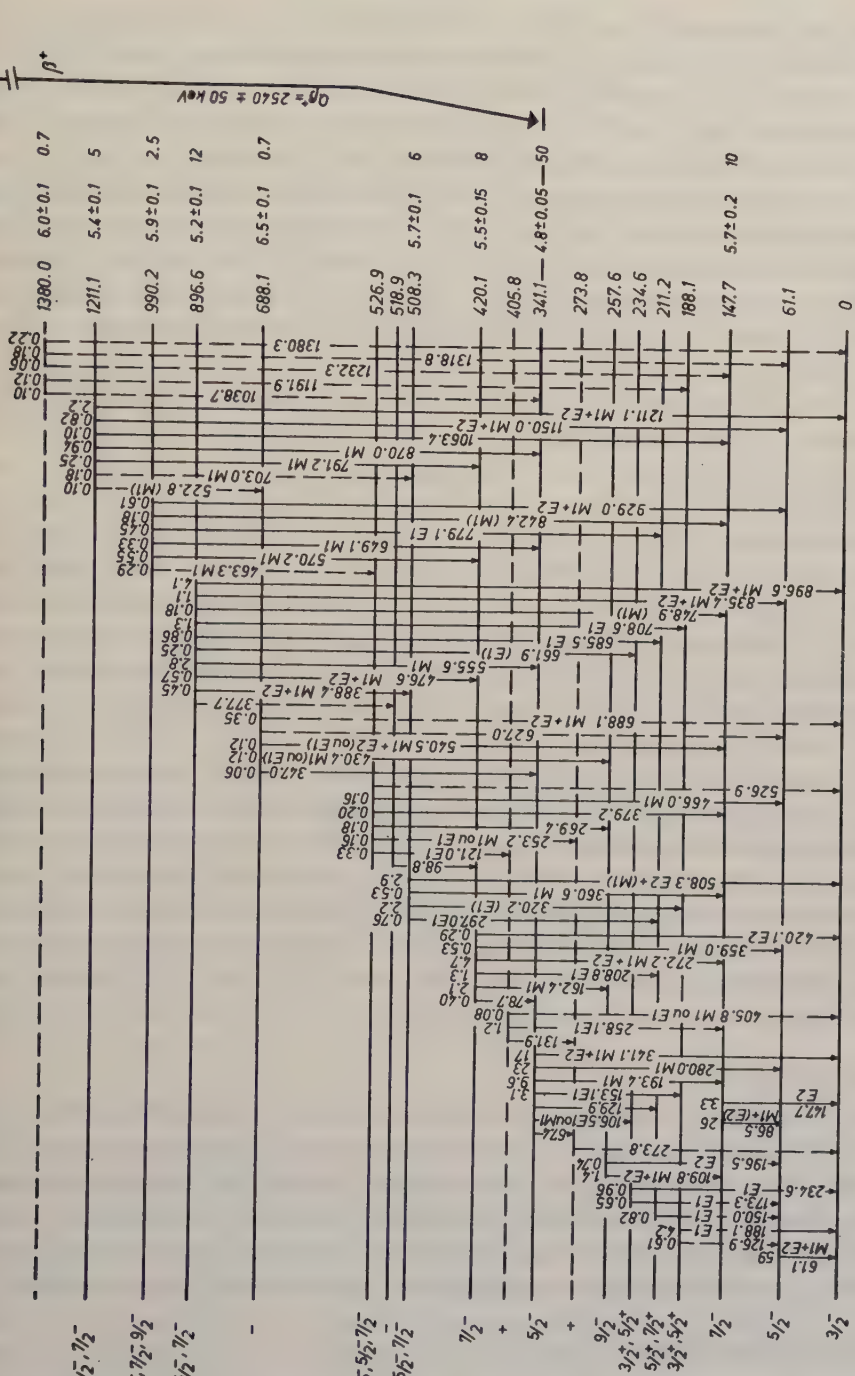

Fig. 7. Schéma de niveaux de ^{157}Dy où figure au droit de chaque transition, l'intensité pour cent désintégrations.

premiers diagrammes de Nilsson [10]) à une déformation $\delta = 0.19$, ce qui ne permet pas de trancher. Pourtant de forts arguments permettent de décider en faveur du $\frac{3}{2}^-[521]$:

(i) La bande de rotation basée sur le niveau fondamental est beaucoup trop régulière pour pouvoir être celle d'un niveau positif issu de la couche $i_{\frac{13}{2}}$ où les interactions de Coriolis sont particulièrement importantes à cette déformation.

(ii) L'interprétation du peuplement direct important du niveau de 341.1 keV n'est guère satisfaisante si celui-ci est de parité positive. Remarquons qu'il existe dans cette région de déformation pour le ^{155}Gd de 91 neutrons, le ^{157}Gd et le ^{159}Dy de 93 neutrons, une bande de rotation basée sur le niveau fondamental $\frac{3}{2}^-[521]$ avec un paramètre d'inertie de l'ordre de 12.0 keV pour le ^{155}Gd, de 11.0 keV pour le ^{157}Gd et de 11.4 keV pour le ^{159}Dy.

(iii) Cette configuration $\frac{3}{2}^-[521]$ est confirmée par l'étude des réactions (dp), (dt) de Grotdal *et al.* [4]) et Bennet [3]).

4.2. BANDE $\frac{5}{2}^-[523]$

L'alimentation directe à partir de ^{157}Ho du niveau $\frac{5}{2}^-$ (ou $\frac{7}{2}^-$) de 341.1 keV est très forte, comme le montre la coïncidence avec le rayonnement d'annihilation du spectre β^+ ($\log ft \approx 4.8$). Le moment angulaire du niveau fondamental de ^{157}Ho mesuré par Ekström *et al.* [11]) est égal à $\frac{7}{2}$, ce qui conduit à l'identifier à l'une des deux configurations en protons $\frac{7}{2}^-[523]$ ou $\frac{7}{2}^+[404]$. Le $\log ft$ constaté suppose une émission β^+ permise et favorisée qui ne peut être obtenue que dans la transition $\frac{7}{2}^-[523]p \rightarrow \frac{5}{2}^-[523]n$ très fréquente dans cette région.

Le niveau à 341.1 keV peut donc être interprété comme le niveau intrinsèque $\frac{5}{2}^-[523]$. Le niveau $\frac{7}{2}$ à 420.1 keV paraît, d'après les transitions lui aboutissant, d'une configuration peu différente de celle du 341.1 keV et peut être normalement interprété comme le premier niveau de rotation $\frac{7}{2}, \frac{5}{2}^-[523]$ avec pour paramètre d'inertie: 11.29 keV. Le niveau de parité négative à 518.9 keV peut être identifié avec réserve au $\frac{9}{2}^-$ de la même bande. Cette attribution est considérée comme probable à 520 keV par Grotdal. Le couplage de Coriolis entre les bandes $\frac{3}{2}^-[521]$ et $\frac{5}{2}^-[523]$ est considéré à la sous-sect. 4.6.

4.3. BANDE $\frac{5}{2}^-[512]$

Parmi les quelques niveaux placés aux grandes énergies, ceux de 896.6 et 990.2 keV peuvent être identifiés aux niveaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}^-$ de la bande $\frac{5}{2}^-[512]$, dont la base est déjà aperçue à 1016 keV dans ^{159}Dy. Le niveau $\frac{5}{2}^-$ de 896.6 keV est invisible en réaction (d, t) par Grotdal *et al.* [4]), par contre ils identifient le niveau $\frac{7}{2}^-$ à 985 keV et le niveau $\frac{9}{2}^-$, non évident en radioactivité, à 1101 keV. Le paramètre d'inertie de 13.3 keV et les énergies de ces niveaux sont compatibles avec ceux proposés dans cette région [4]).

4.4. BANDE DE PARITÉ POSITIVE

Un point remarquable dans ce schéma comme dans celui de ^{159}Dy, est la présence à faible énergie d'un groupe de niveaux de parité positive, en particulier les trois

niveaux à 188.1 keV, 211.1 keV et 234.6 keV, dont malheureusement les moments angulaires ne sont pas déterminés d'une manière univoque, bien que les multipolarités des transitions correspondantes soient toutes connues.

Il ne peut s'agir ici que d'une bande obtenue par le couplage par interaction de Coriolis des configurations $\frac{1}{2}^+[660]$, $\frac{3}{2}^+[651]$, $\frac{5}{2}^+[642]$ et, dans une moindre mesure $\frac{7}{2}^+[633]$, les deux premières étant en outre respectivement couplées par $\Delta N = 2$ aux configurations $\frac{1}{2}^+[400]$ et $\frac{3}{2}^+[402]$. Cependant, par suite de la légère déformation, ces derniers couplages sont d'importance faible [14]) devant celle des couplages de Coriolis. La bande $\frac{1}{2}^+[660]$, invisible en radioactivité (Grotdal [4]) note le $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}^+[400]$ à 388 keV), possède un paramètre de découplage théorique $a \approx +6.6$ considérable dont la valeur peut d'ailleurs être amoindrie, en particulier par interaction rotation-vibration [15]).

Une évaluation assez qualitative montre qu'il faut nécessairement, pour expliquer un tel groupement, supposer que l'énergie de base ε_ν du niveau intrinsèque $\frac{1}{2}^+[660]$ est notablement plus élevée que celle du $\frac{3}{2}^+[651]$, ce qui conduit à une déformation δ supérieure à 0.20 dans les premiers diagrammes de Nilsson [10]) mais aussi à un nombre moyen de neutrons égal à 93. Cependant, dans les nouveaux diagrammes de Nilsson [16]) qui tiennent compte d'une déformation hexadécapolaire $\varepsilon_4 = -0.04$, le nombre de neutrons correspondant à la plage analogue (élargie) du $\frac{3}{2}^-[521]$ redevient $N = 91$. Ce diagramme semble aussi mieux expliquer en valeur absolue, l'emplacement des configurations $\frac{5}{2}^-[523]$ et $\frac{5}{2}^-[512]$, mais la distance relative des niveaux de parité positive par rapport au niveau fondamental $\frac{3}{2}^-[521]$, en particulier celle du $\frac{5}{2}^+[642]$, est extrêmement sensible à la déformation et une excitation plus complète de la bande de rotation serait souhaitable pour une explication quantitative.

De toutes manières, la répulsion entre niveaux de même moment angulaire est telle qu'on doit se trouver en présence, dans la bande constatée expérimentalement, de trois moments angulaires différents: $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$. Par comparaison avec la fourchette expérimentale des spins, l'interprétation ne peut être que $\frac{5}{2}^+$ ou $\frac{3}{2}^+$ à 188.1 keV; $\frac{7}{2}^+$ à 211.2 keV; $\frac{3}{2}$ ou $\frac{5}{2}^+$ à 234.6 keV. (Grotdal [4]) note un niveau $\frac{3}{2}^+$ à 235 keV.) Deux autres niveaux de parité positive peu alimentés pourraient se situer à 273.8 et 405.8 keV (fig. 7) mais leurs moments angulaires sont inconnus.

4.5. AUTRES NIVEAUX

L'interprétation de quelques niveaux de moyennes et hautes énergies dont l'emplacement est bien déterminé mais le moment angulaire peu ou pas défini est incertaine. En particulier, le niveau de 1211.1 keV se désexcite fortement à la fois vers les configurations $\frac{3}{2}^-[521]$ et $\frac{5}{2}^-[523]$, elles-mêmes peu couplées par Coriolis. Il pourrait peut-être s'agir de la configuration $\frac{7}{2}^-[514]$ attendue vers cette énergie, le $\log ft = 5.4$ pouvant être attribué à la transition permise défavorisée $\frac{7}{2}^-[523]\text{p} \rightarrow \frac{7}{2}^-[514]\text{n}$ contenant une contribution $(K+2, [521])$ expliquant la forte désexcitation E2 vers le fondamental.

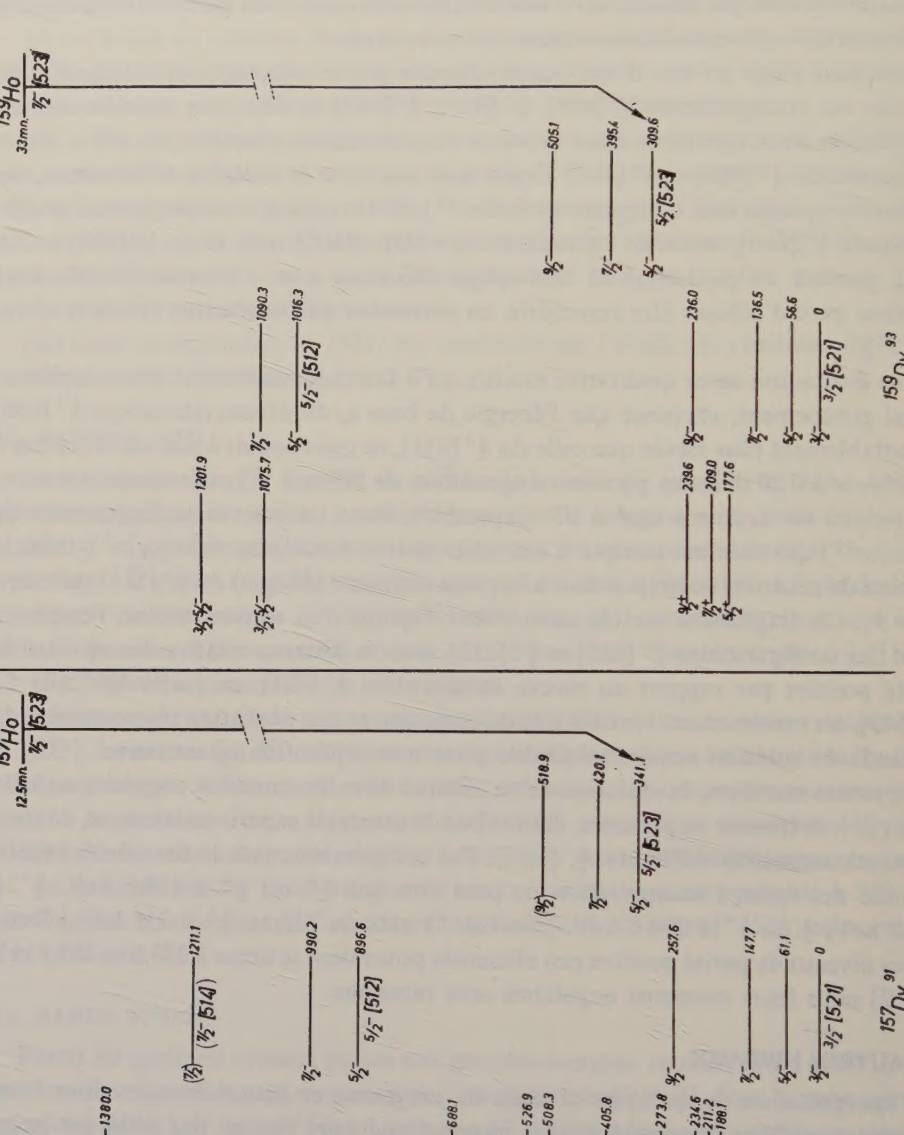

Fig. 8. Comparaison des niveaux de ^{157}Dy et ^{159}Dy.

4.6. ALIMENTATIONS DIRECTES DES NIVEAUX

D'une manière générale, les pourcentages d'alimentations directes vers les principaux niveaux (tableau 3 et fig. 7) sont élevés et les interdictions sont faibles. Si les configurations proposées permettent d'expliquer les ordres de grandeur des peuplements observés pour la plupart des niveaux, il n'en est pas de même pour le niveau de 147.7 keV, dont le logft de 5.7 ± 0.2 est incompatible avec l'interdiction d'ordre K correspondant au passage $\frac{7}{2}^-[523]\text{p} \rightarrow \frac{3}{2}^-[521]\text{n}$. Les bandes $\frac{3}{2}^-[521]$ et $\frac{5}{2}^-[523]$ sont cependant couplées par interaction de Coriolis. Un calcul faisant intervenir ces deux configurations dans le formalisme usuel [12, 13]) conduit au paramètre d'interaction $A_K = |\langle K|(\hbar^2/2\mathscr{I})J_-|K+1\rangle| \approx 1.1\,\hbar^2/2\mathscr{I}$ et, pour le niveau $I = \frac{5}{2}$ de 147.7 keV, au mélange $0.986|I = \frac{5}{2}, K = \frac{3}{2}\rangle - 0.164|I = \frac{5}{2}, K = \frac{5}{2}\rangle$. L'interaction de Coriolis paraît ainsi trop faible pour expliquer entièrement l'alimentation directe. Un second phénomène conduisant à diminuer encore la pureté du nombre quantique K est l'interaction rotation vibration, d'autant plus importante que la déformation est plus faible, et qui paraît donc nécessaire ici.

5. Conclusion

Si un certain nombre de traits caractéristiques, en particulier l'emplacement précis de plusieurs configurations intrinsèques, sont bien établis par radioactivité dans ^{157}Dy, des moyens d'investigation différents, en particulier l'excitation par réactions $(\alpha, xn\gamma)$ semblent nécessaires pour parvenir à une interprétation plus complète, surtout en ce qui concerne les bandes de parité positive. La grande ressemblance entre les deux schémas de désintégration de ^{159}Ho [ref. [2])] et ^{157}Ho, accentuée par le fait que, dans les deux cas, les états fondamentaux de holmium et dysprosium sont intrinsèquement semblables, est notable sur la fig. 8.

Bien que la pureté du nombre quantique K soit parfois faible, comme le montre l'alimentation directe du niveau de 147.7 keV, le caractère rotationnel est évident jusqu'au voisinage d'un MeV, à la limite de la zone de transition qui semble devoir s'établir brutalement.

Nous tenons à remercier le personnel du synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, du séparateur d'isotopes de notre Centre ainsi que l'équipe de l'ordinateur en ligne, et plus particulièrement M. J. C. Brun pour la mise au point du programme d'acquisition des coïncidences. Nous sommes très reconnaissants envers M. Lecouturier dont la collaboration efficace pour les séparations isotopiques a été pour nous une aide essentielle. La participation de M. J. Seige dans le dépouillement des résultats expérimentaux nous a été très utile.

Références

1) K. Kumar, CERN 70-30, vol. 2 (1970) 779
2) J. Boutet, J. P. Torres et P. Paris, Nucl. Phys. **A167** (1971) 326

3) M. J. Bennet, thesis, Florida State University, 1967
4) T. Grotdal, K. Nybø et B. Elbek, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **37**, no. 12 (1970)
5) P. Lagarde, J. Tréherne, A. Gizon et J. Valentin, J. de Phys. **27** (1966) 116
6) P. Paris et J. Tréherne, Rev. de Phys. App. **4** (1966) 291
7) P. A. Seeger, Nucl. Phys. **25**, no. 1 (1961)
8) A. Rosen, C. Ekström, H. Nyquist and E. Adelroth, Nucl. Phys. **A154** (1970) 283
9) J. W. M. Dekker, P. F. A. Klinkenberg and J. F. Langkemper, Physica **39** (1968) 393
10) B. R. Mottelson and S. G. Nilsson, Mat. Fys. Skrift. Dan. Vid. Selsk. **1**, no. 8 (1959)
11) C. Ekström, T. Noreland, M. Olsmats and B. Wannberg, Nucl. Phys. **A135** (1969) 289
12) A. K. Kerman, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **30** no. 15 (1956)
13) J. Borggreen, G. Løvhøiden and J. C. Waddington, Nucl. Phys. **A131** (1969) 241
14) B. L. Andersen, Nucl. Phys. **A112** (1968) 443
15) V. G. Soloviev and P. Vogel, Nucl. Phys. **A92** (1967) 449
16) S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller and B. Nilsson, Nucl. Phys. **A131** (1969) 1
17) Rose, Internal conversion coefficients (North-Holland, Amsterdam, 1958)
18) J. Borggreen and G. Sletten, Nucl. Phys. **A143** (1970) 255